



TITLE:

長方形港湾における湾水振動に関する基礎的研究( Dissertation\_全文 )

AUTHOR(S):

村上, 仁士

---

CITATION:

村上, 仁士. 長方形港湾における湾水振動に関する基礎的研究. 京都大学, 1976, 工学博士

ISSUE DATE:

1976-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r2999>

RIGHT:

長方形港湾における湾水  
振動に関する基礎的研究

昭和50年6月

村上 仁 士

# 長方形港湾における湾水 振動に関する基礎的研究

昭和50年 6 月

村 上 仁 士

# 目 次

第 1 章 緒 論 .....	1
第 2 章 長周期波による湾水の応答振動に関する研究 .....	7
第 1 節 概 説 .....	7
第 2 節 従来の湾水振動理論とその検討 .....	8
1) 湾水の応答振動機構 .....	8
2) 湾水振動に関する従来の研究 .....	10
3) 従来の理論解の特性 .....	12
4) 理論解の検討 .....	18
第 3 節 合成波による湾水の応答振動特性 .....	20
1) 実験の意義 .....	20
2) 実験装置および実験方法 .....	21
3) 実験結果および考察 .....	22
第 4 節 結 語 .....	28
第 3 章 共振時における港湾内波浪の特性に関する実験的研究 .....	34
第 1 節 概 説 .....	34
第 2 節 共振時の波高および水平水粒子速度 .....	35
1) 微小振幅重複波理論 .....	35
2) 有限振幅重複波理論 .....	35
第 3 節 実験装置および実験方法 .....	36
1) 実 験 装 置 .....	36
2) 実 験 方 法 .....	37
第 4 節 実験結果および考察 .....	39
1) 共 振 特 性 .....	39
2) 共振時における港湾内の波高分布および水平水粒子速度分布 .....	43
3) 湾 奥 波 形 .....	46
4) 防波堤開口部における水平水粒子速度特性 .....	47

5) 防波堤開口部における渦の挙動 .....	48
第5節 結 語 .....	50
 第4章 湾水振動の減衰に関する研究 .....	53
第1節 概 説 .....	53
第2節 波高減衰に関する実験 .....	54
1) 実験装置 .....	54
2) 実験方法 .....	55
第3節 境界摩擦による波高減衰 .....	56
1) 進行波における境界摩擦による波高減衰 .....	57
2) 共振時における境界摩擦による波高減衰 .....	58
3) 実験結果および考察 .....	60
第4節 系全体のエネルギー逸散による波高減衰 .....	63
1) 基本モードの場合の波高減衰 .....	63
2) 第2次モードの場合の波高減衰 .....	65
第5節 全逸散エネルギーに対する境界摩擦によるエネルギー逸散の割合 .....	66
第6節 結 語 .....	68
 第5章 断面急変部における波のエネルギー逸散に関する実験的研究 .....	71
第1節 概 説 .....	71
第2節 実験装置および実験方法 .....	72
1) 実験装置 .....	72
2) 実験方法 .....	75
第3節 断面急縮部における波のエネルギー逸散に関する実験結果 .....	75
1) 急縮断面における透過率 .....	76
2) 急縮断面における反射率 .....	79
3) 断面急縮部におけるエネルギー逸散率 .....	80
第4節 断面急拡部における波のエネルギー逸散に関する実験結果 .....	81
1) 急拡断面における透過率 .....	81
2) 急拡断面における反射率 .....	82
3) 断面急拡部におけるエネルギー逸散率 .....	85

第5節 結 語 .....	86
第6章 湾水振動の制御に関する研究 .....	90
第1節 概 説 .....	90
第2節 波のエネルギー逸散を考慮した湾水振動理論 .....	92
1) 理 論 解 .....	92
2) 理論の適用限界 .....	98
3) 実験結果との比較 .....	99
第3節 湾水振動に及ぼす諸要素の影響 .....	105
1) 防波堤の影響 .....	106
2) 港湾内の境界面の影響 .....	110
第4節 結 語 .....	112
第7章 結 論 .....	115

# 第 1 章 緒 論

わが国は、約 400 の島からなり、国土総面積約 372,500 km<sup>2</sup> に対して、29,400 km にもおよぶ長大な海岸線を有しており<sup>1)</sup>、地形的には、国土の中央部は山地が占めているため、沿岸の低平地が産業・交通の中心となっている。この帯状の細長い沿岸地域に全人口の 60% 以上が居住しているのが現状である。

資源に乏しいわが国が、近年にみられる経済の飛躍的发展をとげたのは、海外からの膨大な原材料の輸入と、製品の輸出によるものであって、これらの輸出入物資のほとんどが、船舶によって輸送されており、その窓口としての港湾に依存していることはいうまでもない。わが国の産業で必要とする原料のうち、綿花、羊毛、リン鉱石は 100%、原油、鉄鉱石は 99%、塩は 85% が海外からの輸入によるものであるといわれており、木材、チップ、穀類、飼料等も大部分が船舶によって、港湾を経由して国内に入荷している<sup>2)</sup>。

こうした、わが国の経済を支える大きな原動力となる港湾を、有機的、合理的にして、その機能を十分発揮させるための輸送手段の革新として、海陸一貫輸送を可能とするコンテナ船や原油、鉱石などの専用船などが採用されるに至り、船舶の大型化が促進されている。このような傾向に伴って、東京湾および大阪湾などにみられるような本格的な大型港湾の整備、拡張が進められるとともに、海岸、港湾に対する保全および防災がますます重要な課題となってきた。

一方、従来主として、地域住民の生活および生産の場として利用されていた海岸も、近年、多様な利用計画が具体化しつつある。特に、最近はいままでの経済一辺倒から脱却して、公害対策、環境保全、レクリエーション施設の要望が強く打ち出されている<sup>3)</sup>。国民生活の向上に伴うレクリエーション需要は、ますます増大する傾向にあり、わが国の各地でマリーナ計画が進められているのも、その傾向の一つの現われであろう。

わが国の海岸線は湾入部を多く有し、天然の良港である反面、このような湾入部に津波や高潮が侵入すると、湾奥部で異常な波高になることがある。一般に、V 字形の湾に津波などの長波が侵入すると湾奥になるにしたがい波高が大きくなることは、Green の定理<sup>4)</sup>としてよく知られていることであるが、このような長波の変形としてではなく、津波の周期と湾の固有周期が一致すれば、湾水は一般の振動体と同様、共振現象を起こし、侵入波高の数倍にも増幅されるおそれがある。こういった現象は、何ら津波によるものばかりでなく、湾の規模と侵入波の周期との関係によって決まるもので、たとえば、普通の港湾で湾水振動が問題となるのは、うねりであろうし、大型港湾では、高潮の resurgence などによる湾水の共振現象が対象となる。

湾水振動に関する呼び方については、副振動 (Secondary undulation of tides)、セイシュ (Seiche)、サージング (Surging) あるいは、レンジアクション (Range action)<sup>5)</sup> などと呼ばれているが、本質

的には同じで、わが国では、長崎地方でアビキ、下田地方でヨタと呼ばれているこれらの現象も、当然、湾水振動を意味している<sup>6)</sup>。

まず、津波による湾水振動を考える。日本近海における津波の推定波源位置と津波の規模を図-1.1に示したが、この図から日本中のほとんどの近海で大なり小なり津波に襲われる危険性があることがわかる。特に大きい津波は、三陸地方と南海道であることが明らかである。また、津波のマグニチュード $m$ が2以上というかなり大きな津波は十数年に1回ぐらいの割合で、 $m > 3$ という大きな被害をもたらす大津波も30年に1回ぐらいの割合で起こるといわれている<sup>7)</sup>。さらに、このような近地津波のほか、1960年のチリ地震津波のような遠地津波も日本を襲うことも考えられる。したがって、津波の周期に一致するような固有周期をもつ湾では、波高の大小はあれ、何らかの共振現象を起こすことが予想される。

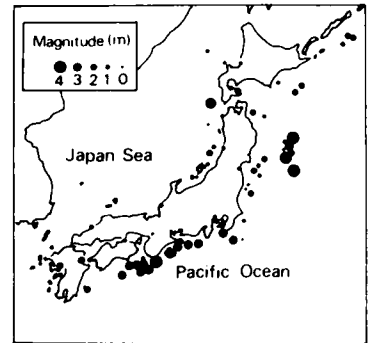


図-1.1 推定波源における津波のマグニチュード（梶浦<sup>7)</sup>による）

図-1.2は、1933年の三陸津波と1960年のチリ地震津波について、種々の湾の湾奥と湾口での波高比と湾水の基本振動周期（固有周期）との関係を示したものであるが、二つの津波の違いは明らかである。三陸津波の場合は、津波の周期が20min程度で、湾の固有周期が15～20minのところでは湾奥波高が湾口波高に比べ3倍近くにもなっているが、固有周期が30min以上もある大きな湾では、湾奥波高が湾口波高より小さくなってきている。一方、チリ地震津波のように周期が60min近くになった場合には、大きな湾の奥で波高の増幅がみられ、小さな湾ではそれほど増幅されていない。このように、津波の卓越周期は湾内での津波の増幅に非常に重要な役割を果たすことが理解される。

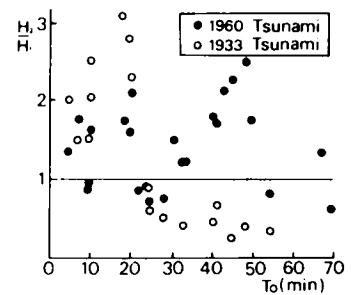


図-1.2 種々の湾における津波の増幅率（梶浦<sup>7)</sup>による）

以上、津波による湾水振動を述べたが、発生頻度からいえば、湾水の共振現象は、津波によるよりも、それ以外の原因で生じる場合の方がむしろ多い。すなわち、風あるいは台風、雷雨、台風やその前線にともなう長周期波、波浪に基因する長周期波、潮流、海流などがあげられる。

宇野木<sup>8)</sup>は日本各地の港湾について、湾水振動の周期、波高、継続時間および季節変化を詳細に調べている。それによれば、弱い前線で大きい固有振動がみられるにもかかわらず、強い前線では、それほど顕著な振動が生じなかったり、前線とか低気圧など特別の気象現象がみられない場合でも大きい振動が生じている例があることを示している。また、形状や水深分布が複雑な湾では、いろいろな振動モードが可能であって、湾水振動はスペクトル構造をなし、周期はかなり広範囲に変動していることを述べ、振動系の特徴から次のような港湾に分類している。



1) 狭い周期帯にエネルギーが集中しているもので、周期の頻度分布に一つのピークが現われる上佐清水、外の浦、長崎などの細長い湾に多くみられるもの、2) 二つの振動系が特に頻繁に出現するもので、宮古、内浦などのような湾、3) 高調波や部分振動を含め広い周期帯が現われ、ときには数時間周期の振動もみられる東京湾、大阪湾、伊勢湾、鹿児島湾などの大湾、4) その他、出入の多い形状をした湾、湾口が広く奥が浅い入江にある港湾、湾入が少なく柵セイシュや島セイシュなどが生じる湾、などである。

このようなことから、港湾は津波以外の長周期波によっても、たえず湾水の共振現象が生じていることがわかる。

港湾内に侵入する長周期波が共振を起こした場合、周期が非常に長いために、水粒子の水平運動が大きく、けい船中の船舶を大きくゆり動かすことになる。したがって、荷物の積降しが困難になることは日常経験されることであり、船舶のもやい綱が切断されたり、船舶が岸壁、ドック、棧橋および防波堤と衝突して港湾構造物や船体を傷め、あるいは、港口が定常振動の節となるところでは、流れが大きく、船舶の航行の自由をうばうことが少なくない。カリフォルニア州ターミナルアイランド海軍基地においては、周期3minの波が、波高0.2ftまたはそれ以上になるといつでも被害が生じると記録されている<sup>8), 9)</sup> さらに、ケーブタウンのテーブルベイ港<sup>10)</sup>、ゲームのアブラ港<sup>11)</sup>、地中海のアルジェ港<sup>12)</sup>、東インドのマドラス港<sup>13)</sup>などが、こういった湾水振動による被害を受けたと報告されている。

一方、わが国では、長崎港<sup>6)</sup>が振幅の大きい湾水振動にみまわれることが知られているが、その被害の一例を表-1.1に示す。その他、新潟東港<sup>14)</sup>などはこの種の振動に悩まされている例であろう。

これまで、湾水

表 1.1 長崎港のセイシュによる船舶の被害(宇野木<sup>6)</sup>による)

振動の概要を述べ

てきたが、今後ま

すまず、港湾の整

備、拡張やマリー

ナ計画が実施され

ることが予想され、

それに伴って新し

く湾水振動の諸問

題が生じるであろ

う。すなわち、大

規模な輸送手段と

してのコンテナ船

の導入によって、

年 月 日	周期 (min)	波高 (cm)	船の 種類*	積 荷	被害金額 (1 000円)	被 害 内 容
1949 12 18	15	142	{ H K	石 炭 木 材	1 000 150	4 隻沈没 船橋舷側破損
" 12 20	13	120	{ H K	鋼 材 漁獲物	600 150	2 隻破損 舷側破損
" 12 26	20	178	{ H K	雑 貨 船	300 500	1 隻座礁沈没 1 隻船底大破
1950 1 2	20	99	H	雑 貨	200	16 隻ロープ切断
" 1 30	20	120	{ H K	" "	200 300	労務者負傷、荷役中止 荷役中止
" 3 7	15	110	{ H K	石 炭 "	700 200	2 隻船底大破 船底小破
" 6 18	13	100	K	"	200	舷側小破
" 6 25	12	121	K	雑 貨	200	荷役中止
計					5 000	

\* H: はしけ船, K: 機帆船

コンテナを操作するために必要な港湾施設とともに、棧橋付近では水面が非常に静穏でなければならない。荷物の積降しの間は、ほんのわずかな船舶の動揺でも生じると、港湾荷役が円滑に行われなくなり、湾水振動が経済性に大きく影響を及ぼすことになる。また、港湾の拡張に際し、天然の浜を減少させることにより港内の水面積を十分に利用しようとするとか、港内を静穏にするために港口部を閉じる目的で防波堤を設けるなどによって、港内に蓄積される波のエネルギーが逸散されなくなり、湾水振動を助長するおそれもある。さらに、モーターボート、ヨットなど小型船舶用港湾の普及増加によって、大型船舶の固有周期よりも小さい周期によって小型船舶は損傷を受けやすいので、その場合には、小型船舶に対する湾水振動の問題を解決しなければならないであろう。

従来、湾水振動の研究は数多くの研究者によって行われているが、港湾に対する周期特性、いいかえると、港湾の固有周期を求めることにとどまっており、湾水振動の波高に対する定量的な評価がなされていなかった。もちろんその理由として、湾水振動の波高は、風波のそれに比べ非常に小さいからであろうが、前述したように、津波による湾水の共振の場合には異常な波高になることが予想され、一方、定常振動の節の位置にあたるところでは、波高が大きくなるにつれて水粒子の水平運動も大きくなり、決して、湾水振動の波高を無視することは許されない。

湖のように閉領域の水面は、その湖に固有な周期でしか共振しないが、港湾のように開口部がある場合には、開口部からの入射波が常時港内に強制振動を誘発し、その振幅は入射波の振幅および周期に関係する。一般の振動体の強制振動をみると、減衰要素の大小によって、増幅率が変化すると同時に、共振周期もわずかではあるが変化する。すなわち、従来行われている研究で、固有周期だけを求め、それが実験値と一致したとしても、波高増幅率が一致しなければ、実際には、湾水振動の現象を十分説明しえたものであるとはいえないことになる。

このような現状から、著者は本論文において、複雑な形状や水深をもつ実際の港湾に対して、最も単純な法線形状である長方形の港湾モデルを考え、さらに単純化するため、港湾内外で水深が一定である場合について、湾水振動を解明しようとしたものである。また、港湾幅が大きくなると、侵入波の方向と直角な方向に振動する、いわゆる横振動が生じるが、本論文では、横振動が生じない1次元運動のモデルを考え、外海についても、半無限の状態ではなく、有限幅とした最も単純な場合を取り扱っている。

こうした単純化した港湾モデルによって得られる成果は、複雑な港湾形状に対する湾水振動の解明に応用するための基礎資料となることは確実であり、各章の研究方法与内容の概略を述べれば、次のとおりである。

まず、第2章では、一般的な長周期波による湾水の応答振動に関して、湾水の振動機構を述べ、従来の湾水振動の研究と問題点を指摘するとともに、それらの代表的な理論の計算結果を比較して、1次元解析の有用性を強調する。さらに、従来研究されていなかった合成波を対象とした湾水の応答振動特性を実験的に詳細に調べ、成分波の非線形干渉の重要性を述べる。

第3章では、工学的に最も重要な湾水の共振時の港湾内の波浪特性を明らかにする。すなわち、まず共振時の港内の波浪は定常波になることから、微小振幅および有限振幅重複波理論による港内の波高分布および水平水粒子速度分布を求め、実験値と比較することによって、重複波理論との相違点を調べ防波堤開口部の存在の影響を見出す。

次に、開口部近傍における波の挙動を詳細に調べ、波のエネルギー逸散が湾水振動にとって重要であることを指摘する。

第4章は、共振時の波高増幅率および固有周期に影響を及ぼす振動系の減衰効果を明確にしようとするもので、まず、境界摩擦による波高減衰を実験的に求め、層流境界層理論に基づく理論式と比較検討するとともに、乱流境界層を仮定した波高減衰式を導き、共振時における境界摩擦の影響を調べる。次に、共振時における系全体の波のエネルギー逸散による波高減衰を調べ、境界摩擦とそれの比較から、防波堤開口部からの波のエネルギー逸散が湾水振動にとって最も重要な減衰要素であることを指摘する。

第5章では、第4章で明らかになった防波堤開口部からの波のエネルギー逸散の重要性の指摘に基づき、防波堤開口部における波のエネルギー逸散量を明らかにする。すなわち、断面が急縮する場合と断面が急拡する場合について、各種港湾幅および開口幅に対する波のエネルギー逸散量を求める。

波のエネルギー逸散量を求める過程において、断面が急変する場合の反射率および透過率を詳細に調べるが、特に断面が急縮する場合の透過率に関する実験式を導く。

第6章では、第5章で明らかにされた防波堤開口部における波のエネルギー逸散量を考慮した湾水振動理論を導き、実験結果と比較して解の妥当性を確かめ、その解の特性に基づき湾水振動の制御方法を検討する。

第7章において、得られた成果を要約して結論とする。

## 参 考 文 献

- 1) 土木学会編：土木工学ハンドブック，下巻，第36編，p.2219，1974．
- 2) 鮫島 茂：わが国の港，土木学会誌，第60巻，第1号，pp.38-42，1975．
- 3) 田原 隆：海岸事業の今後のあり方，海岸，全国海岸協会，13号，pp.12-17，1973．
- 4) たとえば，土木学会編：水理公式集，昭和46年改訂版，p.574，1971．
- 5) Wilson, B.W. : Generation of long-period seiches in Table bay, Cape Town, by barometric oscillations, Trans. A.G.U., vol. 35, No. 5, pp. 733-746, Oct., 1954．
- 6) 宇野木早苗：港湾のセイシュと長周期波について，第6回海岸工学講演会講演集，pp.1-11，1959．
- 7) 梶浦欣二郎：津波，水工学シリーズ，66-13，土木学会水理委員会，pp.13-1-13-22，1966．
- 8) Knapp, R.T. and V.A. Vanoni : Wave and surge study for the naval operating base, Terminal Island, California, Rep. Hydraulic Structure Lab., C.I.T., Janu., 1945．
- 9) Vanoni, V.A. and J.H. Carr : Harbor surging, Proc. 1st Conf. on Coastal Eng., pp. 60-68, 1950
- 10) Wilson, B.W. : Model study of surge action in a port, The A. and M. college of Texas, Department of Oceanography and Meteorology, Tech. Rep. No. 24-(57), Dec., 1960．
- 11) Knapp, R.T. : Model studies of Apra harbor, Guam, M. I., Hydrodynamics Lab., C.I.T., Rep. No. N-63, June, 1949．
- 12) Larras, M. : 19th International Navigation Congress, Section II, Communication I, pp. 63-74, 1957．
- 13) Joglekar, P.V. and P.K. Kulkarni : Mooring problems in harbors subject to seiches and tidal bores, 19th International Navigation Congress, Section II, Communication I, pp. 65-117, 1957．
- 14) 運輸省第一港湾建設局新潟調査設計事務所：新潟東港副振動調査成果報告書，1973．

## 第2章 長周期波による湾水の 応答振動に関する研究

### 第1節 概 説

港湾は流体振動系と考えることができ、港湾の固有周期に近い長周期波が侵入すると、侵入波高は小さくても、共振現象が生じるために港湾内ではかなり大きな波高が発生する。一般に侵入波浪は、スペクトルを構成し、港湾もその形状によって若干の固有周期の幅をもっているため、選択作用による共振現象を生じる機会はかなり多くなると考えられる。港湾に侵入する長周期波の典型的な例は津波であるが、一つの港湾が共振現象を生じる機会は、むしろ津波以外の長周期波によるもので、その発生原因について宇野木<sup>1)</sup>は次のように分類している。

1) 波高の変動性に基因する長周期波：波浪の特性として、相次ぐ波高は一樣でなく、砕波帯付近の水位は高い波群が続いてきたときは高まり、低い波群のときは低くなるので、長周期(1~5min)の水位変動、いわゆるサーフ・ビート<sup>2)</sup>が生じる。これは沖に向かって進み、大洋を越え、あるいは全反射を繰り返して岸に伝わってゆき、他の港湾にも湾水振動を誘起させる。また、波浪のスペクトルの一般構造から、海の波には数分周期のうなりが生じる。

2) 微気圧変化に基因する長周期波：気圧や風の急変もしくは振動を伴う雷雨、squall line, pressure-jump line, 前線などが、湖湾の上を通過するとき湾水振動が発達する。わが国で大きな被害をもたらす長崎港で発生する湾水振動の83%以上がこの気圧変動によるものである。

3) エッジ波としての長周期波の伝播：サーフ・ビートが沖に向うとき、あるいは外洋から侵入した長周期波が岸で反射して再び沖に向うとき、水深変化のために反射を繰り返して、浅海域に捕えられ、岸に沿って進む。このような機構でエッジ波が発生するが、エッジ波が伝わる沿岸では長周期波が記録され、湾内では湾水振動が誘起される。

いずれの場合であれ、生じる長周期波は不規則波であるにもかかわらず、湾水振動に関する研究は、ほとんどの場合、規則波を対象としてなされてきた。もっとも、規則波を対象とした研究によって多くの興味ある成果が得られ、それをもとにして不規則波による湾水振動の問題を解決する手がかりを得ようとするものであるが、一足跳びに規則波から不規則波へ飛躍することは問題が多いように思われる。したがって、規則波による湾水振動をもとに、規則波を成分波とする線スペクトルをもつ合成波による湾水振動についての応答振動特性を調べておく必要があると考えられる。

本章では、このような観点から、まず、第2節で、一般的な湾水の振動機構について簡単に説明し、従来から行われている湾水振動に関する研究を紹介するとともに、その問題点を指摘し、特に、代表的な理論については数値計算結果に基づく解の比較を行う。さらに、実験結果との比較から解の妥当性を議論し、本論文で取り扱う1次元解析の有用性を強調する。

第3節では、2～3成分波からなる合成波による応答振動特性を実験的に調べ、規則波による応答振動と比較することによって、湾水振動に伴う波の非線形効果について詳細な検討を加える。

第4節では、以上で得られた成果をまとめて結語とする。

## 第2節 従来の湾水振動理論とその検討

### 1) 湾水の応答振動機構

外海から港湾内に侵入する波に対する湾水の応答振動は、湾水を多自由度の振動系と考えて、この系の外力に対する応答を論じるべきであるが、湾軸沿いに1次元的な運動とみなすと、1自由度の振動系として応答特性を論じても、物理的にはその特性を把握できるであろう。

いま、図-2.2.1に示すような1自由度振動系を考え、質量 $m$ の物体に強制力 $F(t) = F_m \sin \omega t$ が作用し、変位 $x(t)$ を生じるとする。ここで、バネ定数 $k^*$ およびダッシュポット $c^*$ は、それぞれ変位に比例した復元力および速度に比例した減衰力を与えると考えると、運動方程式は次式で与えられる。

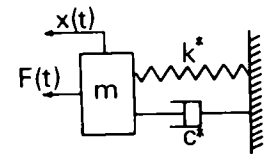


図 2.2.1 強制力の働く粘性減衰1自由度系モデル

$$m \ddot{x} + c^* \dot{x} + k^* x = F(t) = F_m \sin \omega t \quad (2.2.1)$$

ここに、 $F_m$ ：強制力の振幅、 $\omega$ ：強制力の角振動数（ $= 2\pi/T$ ）、 $T$ ：強制力の周期、 $t$ ：時間であって、 $\ddot{x} = d^2x/dt^2$ 、 $\dot{x} = dx/dt$ である。式(2.2.1)の解は次のようになる。<sup>3)</sup>

$$x(t) = A_0 \exp\left(-\frac{c^*}{2m}t\right) \cos\left\{\omega_n \sqrt{1 - \left(\frac{c^*}{2m}\right)^2}t + \theta\right\} + \frac{F_m/k^*}{\sqrt{\left\{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2\right\}^2 + 4\left(\frac{c^*}{c_c}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2}} \sin(\omega t - r) \quad (2.2.2)$$

ここに、

$$r = \tan^{-1} \left\{ \frac{2\left(\frac{c^*}{c_c}\right)\left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2} \right\} \quad (2.2.3)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \omega_n &= \sqrt{\frac{k^*}{m}} \\ c_c &= \frac{c^*}{2\sqrt{k^*m}} \end{aligned} \right\} \quad (2.2.4)$$

であって、 $\omega_n$ は減衰がないときの振動系の固有振動数、 $c_c$ を臨界減衰係数と呼び、 $A_0$ および $\theta$ は定数で初期条件によって決められる。式(2.2.2)において、右辺第1項は自由振動を表わし、この項は時間とともに減衰力によって、指数関数的に減衰し、結局消滅することになる。また、第2項は強制振動の項で、振動の振幅や位相が $(\omega/\omega_n)$ および $(c^*/c_c)$ の関数になり、この項は一定振幅の調和振動であって、定常振動を持続する。一般に、急に強制力が加わると、自由振動を含む過渡状態となるが、

そのうち自由振動が消滅して強制振動のみとなるので、共振問題を論じるには、強制振動のみを取り扱えばよい。

強制振動の最大振幅  $x_{max}$  と静的外力  $x_{st} = F_m/k$  との振幅比は次式で与えられる。

$$\frac{x_{max}}{x_{st}} = \frac{1}{\sqrt{\{1 - (\omega/\omega_n)^2\}^2 + 4(c^*/c_c)^2(\omega/\omega_n)^2}} \quad (2.2.5)$$

図-2.2.2は、 $\omega/\omega_n$  の変化に伴う  $x_{max}/x_{st}$  および  $\gamma$  の変化を示したもので、パラメータに  $c^*/c_c$  をとっている。この図から、 $c^* = 0$ ，すなわち減衰力がない場合には、振幅比は  $\omega/\omega_n = 1$  で無限大となり、位相は  $|\omega/\omega_n| \leq 1$  にしたがって、それぞれ強制力と同位相および反位相になる。一方、減衰力が作用すると振幅比は有限値をとり、最大値も  $\omega/\omega_n = 1$  よりも小さい方へずれる。そして  $\omega/\omega_n = 1$  で  $\pi/2$  遅れることがわかる。

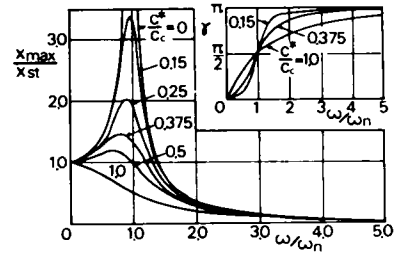


図-2.2.2 1自由度系の応答振動曲線

さて、等深長方形港湾に対する運動方程式は、速度に比例する抵抗を考え、波を微小振幅長波とし、 $\varepsilon$  を抵抗係数とすると次式で与えられる。<sup>4)</sup>

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = \frac{1}{gh} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon}{gh} \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (2.2.6)$$

波速を  $c_0 = \sqrt{gh}$  として変形すると、

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \varepsilon \frac{\partial \eta}{\partial t} + c_0^2 \eta = c_0^2 \left( \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \eta \right) \quad (2.2.7)$$

となる。ここに、 $\eta$ ：静水面からの水位、 $g$ ：重力加速度、 $h$ ：水深である。

式(2.2.7)の右辺は、 $\eta$  の変動を起こさせる外力と考えれば、形式的には、式(2.2.1)の両辺を質量  $m$  で割った式と一致し、湾水振動をバネ—質量—ダッシュボット系で論じる根拠を与えることになる。

一般に、外海からの入射波は、防波堤開口部で一部は反射し、残りは港湾内に侵入するが、侵入波の一部は開口部で渦を伴うためにエネルギーを逸散し、さらに湾奥へ進むにつれて底面や側壁の護岸による摩擦によってエネルギーを逸散する。湾奥では、砕波や消波工によって波のエネルギーを逸散し、反射波は境界摩擦をうけながら開口部へ到達し、その波の一部は外海へ放射し、他の一部は再び湾奥へ向う波となる。このような挙動を繰り返しつつ、港湾内に蓄積される波のエネルギーと湾外へ放射する波のエネルギーが釣り合って共振現象が生じる。

したがって、共振特性を規定するものとして、港湾の大きさや水深のほかに、式(2.2.5)からもわかるように、 $c^*/c_c$  に相当する波のエネルギー逸散を明らかにすることが、湾水振動の応答機構を解明するうえに重要な課題となることがわかる。

## 2) 湾水振動に関する従来の研究

湾水振動について、現在までにどのような研究が行われ、問題点が提起されて解決されてきたかについて述べる。湾水振動は、湾口を通じて波が侵入する強制振動であるので、閉領域の自由振動については、ここでは言及しないことにする。

McNown<sup>5)</sup>は、ポテンシャル理論を用いて開口幅が小さな、一定水深の円形港湾の応答振動について、共振時に開口部で重複波の腹が生じ、開口幅の方向には水面が一様であるという仮定のもとに解析を行い、Krivtchenoko—McNown<sup>6)</sup>は、同様な方法を長方形港湾の解析に応用した。しかし、これらの解は開口部の条件を厳密に満足するものではないことが明らかである。その後、Apté—Marcou<sup>7)</sup>は、長方形港湾が、その港湾幅よりも小さな幅をもつ造波水路に直接接続された場合について、McNownの考え方を拡張し、開口部の条件を湾内外で合すために、McNownの解法よりも解の制限が少なくなり、開口幅が大きい場合にも適用できることを示した。しかしながら、上に述べたいずれの場合も、開口部から湾外へ放射する攪乱波の効果を考えていないことで十分であるとはいえない。

LeMéhauté<sup>8), 9), 10)</sup>は、長方形港湾の応答振動を、開口部が全開あるいは一部開いている場合および港湾内外で水深が急変する場合について、外海側が港湾幅よりもいくぶん大きいような造波水槽に接続している状態を考えて、1次元的な解析を行った。解析には、波を複素数表示することによって入射波と反射波の重ね合わせを行い、底面の摩擦効果、湾奥の反射効果や防波堤が存在するために生じる波の位相変化も考慮している。なお、外海に相当する幅 $B$ が波長 $L$ の $\frac{1}{2}$ よりも小さい( $B < \frac{L}{2}$ )場合に適用できるとしているが、それは、 $B < \frac{L}{2}$ の場合に、防波堤開口部に到達した波は、そこで変形をうけるが開口部から水深の2～3倍の距離になると、攪乱波は消失して1次元的な取り扱いができると考えられるからである。もっとも、 $B > \frac{L}{2}$ になれば、開口部で生じる攪乱波が1次元の効果に加えて、2次元的な回折現象が生じるので適用できないであろう。

Miles—Munk<sup>11)</sup>は、外海に直接接続した任意形状の港湾に対し、開口部で港湾内外の水位および水面こう配を一致させることによって、港湾内の振動を表わす積分方程式を求めた。実際の計算については、共振条件や最大波高増幅率を求めるために、開口幅および港湾幅が波長に比べて非常に小さい長方形港湾に解は限られている。その結果から、従来考慮されていなかった湾口を通してエネルギー逸散が自由に行われることを数学的にも証明しており、共振時においても、波高増幅率が有限な値をとることをうまく説明している。また、開口幅を小さくするにつれて、かえって共振時の波高増幅率が増すという、いわゆる *harbor paradox* を提示した。しかし、このような解析では、共振状態での波高増幅率は求められるが、それ以外の点での波高増幅率は求められない欠点がある。

その後、Ippen—Goda<sup>12)</sup>は、Miles—Munkと同様の外海に直接連なる長方形港湾についてFourier変換を用いて境界値問題を解けば、開口部からの攪乱波が比較的容易に求められ、湾軸に対して湾口が対称および非対称な場合についても解が得られること、および、この方法によれば、共振時ばかり



でなく、すべての応答振動が得られることを示した。

Ippen—Raichlen<sup>13)</sup>は、長方形港湾がさらに大きな長方形の水槽に接続されているようなモデルを考え、外海側の水槽の側壁に消波工を置いた場合と消波工を置かない場合では、どの程度の精度で外海半無限の条件が決定されるかについて研究し、消波効果が十分でない場合には、2つの領域でカップリングの影響を受けることを指摘した。ただし、この解析によれば、共振時に波高増幅率が無限大となり、応答振動を論じる場合には必ずしも十分なものではない。

近年、電子計算機の急速な発達に伴って、湾水振動に関する数値解析が頻繁に行われるようになってきた。Wilson—Hendrickson—Kilmer<sup>14)</sup>やLeendertse<sup>15)</sup>は、運動方程式および連続方程式を差分化して、水深変化のある場合の水域および任意形状の水域での湾水振動の数値実験を行っているが、これらの計算では、湾口における水位変動を境界条件として与えなければならない。Hwang—Tuck<sup>16)</sup>は、一定水深における任意形状の港湾について、湾水振動に関する境界値問題をGreen関数を用いた積分方程式に変換して、数値的に解く方法を展開し、長方形港湾についての理論的検証を行い、Ippen—Godaの理論および実験値と比較した。その結果、基本モードについては、Ippenらの値よりもいくぶん大きく、第2次モードについてはいくぶん小さくなることを指摘している。また、同じ波数の波であっても、入射角度の相違によって波高増幅率が変化し、直角からずれるに伴い、波高増幅率は低減し、波数が直角の場合よりも小さくなったところで共振すると述べている。

Lee<sup>17)</sup>、Lee—Raichlen<sup>18)</sup>も、Hwangらと同様に、一定水深での任意形状の港湾について、数値解析する方法を提案している。この方法は、港湾内外の領域にHelmholtzの方程式のWeber解を適用し、港湾内外の水位および水面こう配を開口部で一致させることによって最終的な解を得ようとするもので、外海における無限遠での波の特性がわかるだけで完全な解を得ることができる。しかし、ロングビーチ港のモデルの実験結果との比較から、共振点付近では波高増幅率の評価が十分であるとはいえないように思われる。さらに、Garret<sup>19)</sup>が円筒状の *bottomless harbor* の共振特性を直交関数展開あるいは変分法により解いた研究や、Miles<sup>20)</sup>が堀込み港湾などのように外海と港湾が細い水路で接続されるような場合の湾水振動の問題を等価回路 (*equivalent-circuit*) を用いて計算した研究がある。Carrier—Shaw—Miyata<sup>21)</sup>も外海と港湾が水路で持続された場合についての解を得ており、*harbor paradox* が成立すると同時に *channel paradox* が成立することを示した。すなわち、水路の長さが増すにつれて共振時の波高増幅率は増し、共振時の波数は次第に小さくなることを明らかにした。

Mei—Petroni<sup>22)</sup>は、円形港がちょうど半分だけ外海に突出した場合の湾水振動に対する境界値問題を積分方程式に変換し、変分法を用いて解き、外海に突出した防波堤の影響について議論して、防波堤は湾水振動や外海の水位変動に大きな影響を与えるが、入射波の周期および入射方向に応じて湾口の位置を適切に選択すれば、湾水振動を減少させうることを示した。その他、Su<sup>23), 24)</sup>による、一定水深で任意形状の港湾が2個連なる場合についての湾水振動の解を得た研究などがある。

以上は、欧米における理論的な研究であるが、それに並行して、現地観測および模型実験がCarr<sup>25)</sup>、

Wilson<sup>26), 27)</sup>, Ellis—Collins<sup>28)</sup>, さらに Abecasis<sup>29)</sup>らによって行われている。

一方、わが国における湾水振動の研究の歴史は、湖のセイシュおよび津波の研究と関連してかなり古く、1908年の本多・寺田・吉田・石谷<sup>30)</sup>の研究をはじめとして多くの研究者によって実施されている。その後、西村・金井<sup>31), 32)</sup>, 中村<sup>33)</sup>, 渡辺<sup>34)</sup>らは、湾口での波を境界条件として与え、湾水振動の解析を行っているが、湾口でのエネルギーの逸散がないという仮定で説明されているため、厳密には外海からの入射波の応答を示したものではない。

梶浦<sup>35)</sup>は、特性曲線法によって港湾の1次元モデルを解析したが、この方法によれば、湾口で断面が急変する場合や、防波堤がある場合にも湾水の応答振動を求めることができる。しかし、この解法では、開口部における流量係数という不確定量を与える必要があり、流量係数そのものを明確にしなければならぬであろう。山田<sup>36)</sup>は、開口部におけるエネルギー逸散、透過および反射の作用、地形変化、底面摩擦の影響を考慮した理論を求めているが、この方法では、エネルギー逸散量をエネルギー逸散係数によって与えており、逸散係数の検討がなされていない点で問題が残っている。

その他、数値実験による研究としては、日野<sup>37)</sup>ら、および伊藤<sup>38)</sup>らのものがある。日野らは、湾口において連続スペクトルをもつ水位変動を与えた解析を行って、湾の応答振動や防波堤の効果を検討し、複雑な境界をもつ湾の応答振動特性の解明には、この種の数値実験が有効であることを示した。しかし、このような解析では、湾口で入射波形を与えている点で問題があるように思われる。

すでに述べた方法とは別に、堀川・西村<sup>39)</sup>は、L字型および枝別れのある湾の応答振動特性、津波防波堤の効果、湾口条件などについて詳細な一連の実験を行って、種々の理論結果と比較検討を加えている。さらに、岩崎<sup>40), 41)</sup>および中村<sup>42)</sup>によって現地湾の模型実験も行われている。また、酒井<sup>43)</sup>は、実際の津波波形が一定振幅の規則波ではなくて減衰波形であることに注目し、入力波形として減衰波形を用い、西村・金井の方法を応用して解析を行っている。しかし、堀川らおよび酒井らの研究においては、波高増幅率についての実験結果に基づく十分な検討が行われていない点で問題がある。

### 3) 従来の理論解の特性

前項で従来の研究の概要を述べたが、湾水振動の理論的取り扱い方には、大別して次の4種の方法が考えられる。

- (1) 速度ポテンシャル関数の計算
- (2) Kirchhoff 公式の適用<sup>44)</sup>
- (3) 複素数計算法
- (4) その他

(1)の方法は、Laplace の方程式  $\nabla^2\phi = 0$  について、境界条件を満足するように速度ポテンシャル  $\phi$  を求める方法で、McNown<sup>5), 5)</sup>, Apté—Marcou<sup>7)</sup>, Biesel<sup>45)</sup>, Ippen—Goda<sup>12)</sup>, Raichlen<sup>46)</sup> によ

て解かれた一般的な解法である。(2)の方法は、(1)の近似解法で、ある領域の境界線上での水位変動 $\eta$ が与えられると、その境界内の任意の点 $O$ での水位変動 $\eta_0$ の計算ができるもので、一般にGreen関数を含む積分方程式を解かなければならないが、任意形状の港湾に適用するのに便利であり、Miles—Munk<sup>11)</sup>、Hwang—Tuck<sup>16)</sup>、Leeら<sup>17),18)</sup>が取り扱っている方法である。

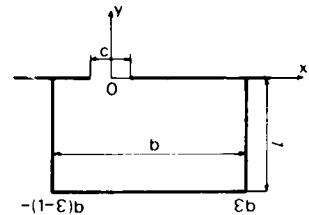
(1)および(2)の方法は、いずれも完全流体を仮定しているために、港湾という流体振動系における摩擦効果や粘性などによる波のエネルギー逸散量を理論に導入できない欠点がある。

(3)の方法は、LeMéhaute<sup>9),10)</sup>による解法で、1次元の取り扱いのために、湾外へ放射する攪乱波が考慮されていない欠点はあるものの、摩擦効果、湾奥における波のエネルギー逸散、港湾内外での波の位相変化が理論に導入できる利点がある。(4)は、その他、流体の基礎方程式を解く梶浦<sup>35)</sup>の特性曲線法、非線形運動方程式を、ある一定条件のもとに線形化して解く西村・金井<sup>31)</sup>、山田<sup>36)</sup>、Wilsonら<sup>14)</sup>、Leendertse<sup>15)</sup>などの方法、等価回路を用いたMiles<sup>20)</sup>の方法などである。これらの方法では、たとえば、特性曲線法における流量係数、山田の方法における底面摩擦係数などのような未知量が含まれており、実験的な検証も十分でない点が問題といえよう。

こういったことから、本項では多くの研究のうち、代表的なものとして、Ippen—Godaの解、Miles—Munkの解およびLeMéhauteの解の結果について概説し、それぞれの解の特性を簡単に述べる。

#### (a) Ippen—Godaの解

図—2.2.3に示すような湾軸に関して非対称な港湾を考え、湾外へ放射する攪乱波がFourier変換法を用いると容易に求められ、湾水振動の完全な解が得られることを示した。用いた仮定を列挙すると次のとおりである。



図—2.2.3 港湾モデル

- 1) 入射波は一定周期の微小振幅波で海岸線に直角に入射する。
- 2) 境界面で波は完全反射し、水深は港湾内外すべて一定である。
- 3) 水は非粘性、非圧縮性である。
- 4) 開口幅は小さく( $\pi c/L \leq 1$ )、開口部の出入流はほぼ一樣である。

以上の仮定から速度ポテンシャルが存在し、波高分布関数を含む速度ポテンシャルを仮定して、それをLaplaceの式に代入するとHelmholtzの式が得られる。この式の解を、固定境界面で法線方向速度が0、開口部から無限遠方で水面形が重複波になるという条件と、さらに開口部で港湾内外の速度および水位が連続であるという条件から求める。その結果、港湾内の任意点の波高増幅率が求められる。

いま、以後の本論文の対象としている湾軸に対称な港湾について、湾軸沿いの湾奥における波高増幅率 $R$ (開口部を閉じたときの、その位置における外海側の重複波高と湾奥の波高との比)を求めると次式が得られる。

$$R = \frac{|1 - S_0|}{\sqrt{[\cos k\ell - \{S_1 + (b/c)\Psi_2\} \sin k\ell]^2 + \{(b/c)\Psi_1 \sin k\ell\}^2}} \quad (2.2.8)$$

ただし,

$$\Psi_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{kc}{2}} \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2 \sqrt{(kc/2)^2 - \alpha^2}} d\alpha \quad (2.2.9)$$

$$\Psi_2 = \frac{2}{\pi} \int_{\frac{kc}{2}}^{\infty} \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2 \sqrt{\alpha^2 - (kc/2)^2}} d\alpha \quad (2.2.10)$$

$$S_0 = \frac{4b \sin k\ell}{\pi c} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(n\pi c/2b) \cos^2(n\pi/2)}{n\beta_n \sinh \beta_n k\ell} \right\} \quad (2.2.11)$$

$$S_1 = 8 \left( \frac{b}{\pi c} \right)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin^2(n\pi c/2b) \cos^2(n\pi/2)}{n^2 \beta_n \tanh \beta_n k\ell} \right\} \quad (2.2.12)$$

$$\begin{aligned} \beta_n &= \sqrt{(n\pi/kb)^2 - 1} & n\pi \geq kb \quad (n=0, 1, 2, \dots) \\ \beta_n &= i\sqrt{1 - (n\pi/kb)^2} & n\pi < kb \end{aligned} \quad (2.2.13)$$

ここに,  $k$ : 波数 ( $=2\pi/L$ ),  $i$ : 虚数 ( $i^2 = -1$ ),  $L$  は波長である。

湾口が全開の場合には, 式 (2.2.11), (2.2.12) の無限級数  $S_0$  および  $S_1$  はそれぞれ 0 となり, 式 (2.2.8) は次式で示されるように計算が容易になる。

$$R = \frac{1}{\sqrt{(\cos k\ell - \Psi_2 \sin k\ell)^2 + \Psi_1^2 \sin^2 k\ell}} \quad (2.2.14)$$

式 (2.2.8) の解の特性は, 形状比  $b/\ell$  を一定にして周期応答を考えると, 波高増幅率が第 1 共振点で最大で, 高次の共振点になるほど, それが低下する。さらに, 普通細長い長方形港湾では, 湾長が波長の  $1/4$  倍,  $3/4$  倍,  $5/4$  倍…… のとき共振するといわれるが, 式 (2.2.8) によれば, 共振を起こすのは, これよりも波長がいくぶん長いときであり, 港湾幅が大きいほどその差は大きく, 高次の共振点に移るほど大きくなる。

また, 開口幅が小さくなるにつれて, 波高増幅率は大きくなり, Miles-Munk が指摘した *harbor paradox* が成立する。しかし, LeMéhauté や Wilson<sup>40)</sup> が主張するように, 底面摩擦, 防波堤開口部に生じる渦や乱れによる非線形効果によって, 開口幅を小さくする方が波高増幅率は低下することになり, この理論式の限界がここにみられる。

## (b) Miles - Munk の解

式 (2.2.1) における  $c^*$  を  $c^* = \sqrt{k^* m}/Q$  とおくと, 次の関係が得られる。

$$\ddot{x} + \frac{\omega_n}{Q} \dot{x} + \omega_n^2 x = \omega_n^2 f(t) \quad (2.2.15)$$

ここに,  $f(t) = F(t)/k^*$  である。

ここで, あらためて  $Q$  を

$$Q = \frac{1}{2c} = \frac{\sqrt{k^* m}}{c^*} = 2\pi \frac{m \dot{x}^2}{c^* \dot{x}^2} \quad (2.2.16)$$

と書きかえると, 分母は 1 cycle あたりの消費エネルギーを, 分子は質量  $m$  の運動エネルギーを表わす。式 (2.2.1) の左辺の第 3 項を,  $k^* x = k^* \int \dot{x} dt$  と書きかえると, 式 (2.2.1) は,  $\dot{x}$  を電流  $i$  に  $m$  をインダクタンス  $L$  に,  $c^*$  を抵抗  $r$  に,  $k^{*-1}$  をコンデンサ  $C$  におきかえた場合の直列共振回路になるので,  $Q$  は共振時の増幅度を表わすことが知られている。

湾水振動は多自由度振動系であり, このように簡単な表現はできないが, 式 (2.2.16) のような物理的意味を用いて,

$$Q = \omega \frac{E}{dE/dt} \quad (2.2.17)$$

とし, 湾水振動の平均エネルギー  $E$  およびエネルギーの時間変化  $dE/dt$  を計算して,  $Q$  を評価しようとするのが Miles-Munk の方法である。

Miles-Munk は, 図-2.2.4 に示すような長方形港湾モデルについて, 港湾内および外海の波  $\zeta(x, y)$  を境界条件を満足するように表現し, 湾口で 2 領域の水理特性が等しいとおいて解を求めた。しかし解に制限があり, 波数を  $k$  とすると,  $kc \leq kb \leq 1$ ,  $\ell > b$  の条件のもとで, 共振時の湾水振動の解を次式のように求めている。

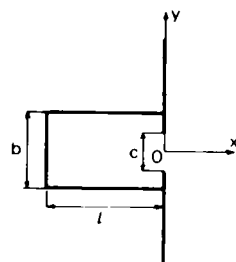


図-2.2.4 港湾モデル

$$\cos(k_R \ell) = b k_R \left[ 0.478 - \frac{1}{\pi} \ln \left\{ b k_R \left( \frac{c}{b} \right) \sin \left( \frac{\pi c}{2b} \right) \right\} \right] \quad (2.2.18)$$

$$Q = \frac{1}{b k_R} \cdot \frac{2 k_R \ell + \sin 2 k_R \ell}{1 - \cos 2 k_R \ell} - \frac{1}{\pi} \quad (2.2.19)$$

$$\frac{R_R^2}{R_R} = 1 + 4 Q^2 \left( 1 - \frac{k}{k_R} \right)^2 \quad (2.2.20)$$

ここに, 添字  $R$  は共振時の特性を示すものである。

さらに, 共振時に開口部で節が生じないで, 湾口補正  $\Delta \ell$  が必要であることを示し, 次式のように表現した。

$$\Delta \ell = \frac{b}{\pi} \left[ 1.051 + \ln \left( \frac{\ell}{b} \right) + \ln \left\{ \frac{b}{c} \operatorname{cosec} \left( \frac{\pi c}{2b} \right) \right\} \right] \quad (2.2.21)$$

式 (2.2.18) および式 (2.2.19) の解の特性は,  $c/b$  および  $c/\ell$  が小さくなるにつれて,  $Q$  の値が増加するという, いわゆる *harbor paradox* を提唱したものである。しかし, 両式からもわかるように, 形状寸法が規定された場合, その共振時の  $k_R$  が求められ, その場合の  $Q$  は決定できない欠点がある。

Miles—Munk は、この理論を用い、 $b/l = 0.2$  の場合について、共振時における基本モードと第2次モードの $Q$ を比較して、 $Q$ の値は、基本モードよりも第2次モードの方が大きくなり、その原因として開口部の流速の大小による乱れの相違に起因すると述べているが、やや疑問な点があるようである。<sup>12)</sup>

### (c) LeMéhauté の解

図-2.2.5に示すような港湾内外で断面が急変する1次元の港湾モデルを考える。波は微小振幅波で、港湾内外の波は複素数表示して、入射波と反射波の重ね合わせができ、外海幅 $B$ が波長 $L$ の $1/2$ 以下( $B < L/2$ )という条件のもとで解を求める。

以下、複素数は $\bar{\phantom{x}}$ をつけ、位相差は $\hat{\phantom{x}}$ で表わす。

入射波 $\bar{A}_1$ を次のように表示する。

$$\bar{A}_1 = A_1 \exp(i \hat{A}_1) \quad (2.2.22)$$

波 $\bar{A}_1$ は、一部は港湾内へ透過し、一部は外海へ反射するが、それぞれを $\alpha_1 \bar{A}_1$  および  $\beta_1 \bar{A}_1$  とすると、

$$\alpha_1 \bar{A}_1 = \alpha_1 A_1 \exp(i(\hat{\alpha}_1 + \hat{A}_1)) \quad (2.2.23)$$

$$\beta_1 \bar{A}_1 = \beta_1 A_1 \exp(i(\hat{\beta}_1 + \hat{A}_1)) \quad (2.2.24)$$

で表わすことができる。ここに、 $\alpha_1, \beta_1$ は透過率および反射率、 $\hat{\alpha}_1, \hat{\beta}_1$ はそれぞれ入射波に対する透過波および反射波の位相差である。

港湾内に侵入した波 $\bar{C}_1$ は、港湾の長さに伴う摩擦の影響をうけ、湾奥では波 $\bar{C}_0$ になる。

$$\bar{C}_0 = \bar{r} \bar{C}_1 \quad (2.2.25)$$

ここに、 $\bar{r}$ は摩擦効果を表わす複素数で、

$$\bar{r} = r \exp(i \hat{r}) \quad (2.2.26)$$

で表される。

波 $\bar{C}_0$ は湾奥で反射するが、反射率を $p$ として、開口部へ向う波 $\bar{D}_0$ は、

$$\bar{D}_0 = p \bar{C}_0 \quad (2.2.27)$$

となり、波 $\bar{D}_0$ は摩擦の影響をうけながら開口部で波 $\bar{D}_1$ になる。

$$\bar{D}_1 = \bar{r} \bar{D}_0 \quad (2.2.28)$$

波 $\bar{D}_1$ は、一部は湾奥へ反射する波 $\beta_2 \bar{D}_1$ となり、残りは外海へ開口部から透過する波 $\alpha_2 \bar{D}_1$ となる。したがって、波 $\bar{C}_1$  および  $\bar{B}_1$ は、

$$\bar{C}_1 = \alpha_1 \bar{A}_1 + \beta_2 \bar{D}_1 \quad (2.2.29)$$

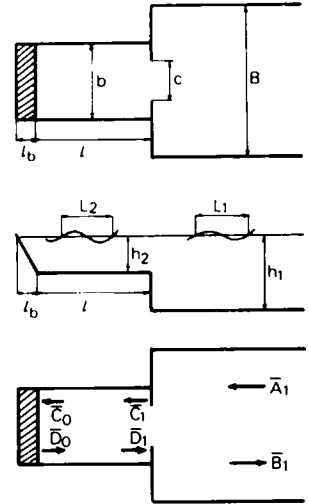


図-2.2.5 港湾モデルおよび波動モデル

$$\bar{B}_1 = \bar{\beta}_1 \bar{A}_1 + \bar{\alpha}_2 \bar{D}_1 \quad (2.2.30)$$

で表わすことができる。

式(2.2.25), (2.2.27), (2.2.28), (2.2.29)および式(2.2.30)から,  $\bar{C}_1, \bar{C}_0, \bar{D}_0, \bar{D}_1$  および  $\bar{B}_1$  を入射波  $\bar{A}_1$  で表示できることが容易にわかる。

湾奥の波の振幅は絶対値  $|\bar{C}_0 + \bar{D}_0|$  で求められ, ここで, 波高増幅率  $R$  を, 式(2.2.8)と同様な定義をすれば, 次式のように解が求められる。

$$R = \frac{r \alpha_1 (1+p)}{2 \sqrt{1 + (\beta_2 r^2 p)^2 - 2 \beta_2 r^2 p \cos(\hat{\beta}_2 + 2\hat{r})}} \quad (2.2.31)$$

Le Méhauté<sup>9)</sup> は, 断面急変部での流量連続条件およびエネルギー保存則から, 次のような結果を導いている。

$$\beta_2 = \beta_1 = \sqrt{1 - AZ\alpha_1^2} \quad (2.2.32)$$

$$\cos \hat{\beta}_2 = \frac{2 - A\alpha_1^2(1+Z)}{2 \sqrt{1 - AZ\alpha_1^2}} \quad (2.2.33)$$

ここに,

$$A = \frac{1 + (2k_2 h_2 / \sinh 2k_2 h_2)}{1 + (2k_1 h_1 / \sinh 2k_1 h_1)} \quad (2.2.34)$$

$$Z = \frac{L_2 b}{L_1 B} \quad (2.2.35)$$

$k_1, k_2$  および  $L_1, L_2$  は, それぞれ外海および港湾内の波数と波長である。

また, 摩擦減衰係数を  $\kappa$  とすると,

$$r = \exp(-\kappa \ell / L_2) \quad (2.2.36)$$

湾奥における反射率  $p$  は浜の長さを  $\ell_b$  として,

$$p = \sqrt{1 - (\ell_b / b)} \quad (2.2.37)$$

で与えている。

$\hat{r}$  は, 湾口から湾奥へ到達する波  $\bar{C}_1$  のその間の位相差であるから,

$$\hat{r} = -\frac{2\pi \ell}{L_2} \quad (2.2.38)$$

である。

さらに, 波  $\bar{A}_1$  の透過率  $\alpha_1$  は次式のような実験式を提案している。

$$\alpha_1 = \left(\frac{c}{b}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{B}{b}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{2}{1 + A \frac{L_2}{L_1}} \quad (2.2.39)$$

以上の諸値によって, 式(2.2.31)から, 種々の条件における湾水振動の解が求められる。特に, 共振時の湾長波長比  $\ell_R / L$  および波高増幅率  $R_R$  を求めると次のようになる。

$$\frac{\ell_R}{L} = \frac{\hat{\beta}_2 - 2n\pi}{4\pi} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.2.40)$$

$$R_R = \frac{r(1+p)\alpha_1}{2(1-pr^2\beta_2)} \quad (2.2.41)$$

式(2.2.40)から、共振湾長は、港湾内から外海へ向う波と開口部で反射して再び港湾内に向う波との位相差 $\hat{\beta}_2$ に支配され、式(2.2.41)から、共振時の波高増幅率は、底面摩擦、湾奥の反射率および港湾内の開口部での反射率 $\beta_2$ によって変化することがわかる。

#### 4) 理論解の検討

前項では、Ippen-Goda, Miles-Munk および LeMéhauté の理論における解の特性について概説したが、ここではそれらの解を比較することによって、解の特性を明らかにする。特に、本論文で取り扱うのは、外海が有限幅であるとした1次元的な考えであるので、1次元理論である LeMéhauté の解については、外海幅を変化させることによって、外海半無限の状態を再現できるかどうかについて検討する。

##### (a) 各種理論解の比較

図-2.2.6は、表-2.2.1の諸元をもつ港湾について、周期 $T=2$  sec, 水深 $h=10$  cmとした場合の各種の解を比較したものである。

まず、Ippen-Goda の理論と Miles-Munk の理論を比較する。両理論とも、 $\ell/b$  が小さくなるほ

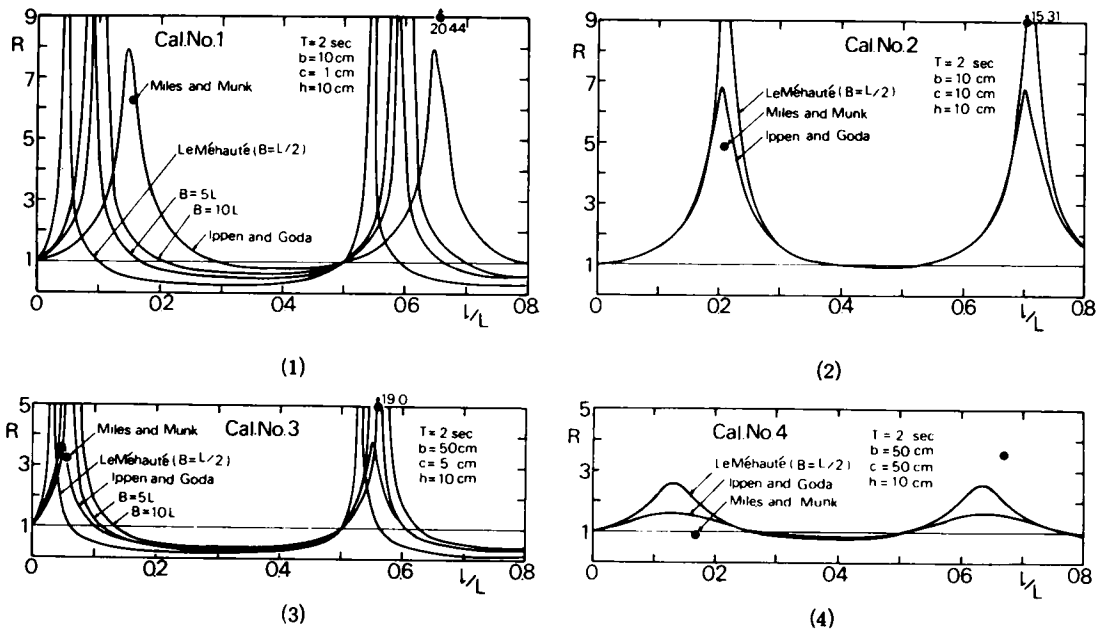


図-2.2.6 各理論の比較



ど、共振時の波高増幅率  $R_R$  は大きくなり *harbor paradox* を示している。

また、Miles—Munk の理論では、前項で述べたように  $R_R$  は第 2 次モードの方が基本モードのそれよりも大きくなることがわかるであろう。両理論は、港湾幅  $b$  が比較的小さい Cal.No. 1 および

図—2.2.1 港湾諸元

Cal.No.	$b$ (cm)	$c$ (cm)	$c/b$	$b/L$
1	10	1	0.1	0.0514
2	10	10	1.0	0.0514
3	50	5	0.1	0.2568
4	50	50	1.0	0.2568

Cal. No. 2 の場合、共振点（共振時の湾長波長比  $\ell_R/L$ ）はほぼ一致するが、 $b$  が比較的大きい Cal. No. 3, Cal. No. 4 の場合には、Miles—Munk の理論がかなり湾長が長い方へずれる。これは、Miles—Munk の理論が港湾内の波の挙動を 1 次元的に取り扱っていることに起因するものである。<sup>12)</sup>  $R_R$  については、基本モードの場合、Ippen—Goda の理論の方がいくぶん大きく、第 2 次モードでは逆に Miles—Munk の理論の方がかなり大きくなる。

ついで、Ippen—Goda の理論と LeMéhauté の理論を比較する。

LeMéhauté の理論では、外海幅  $B$  が波長  $L$  の  $1/2$  以上になると運動が 2 次元的となるので、 $B < L/2$  という条件が付されているが、解の上から判断すると開口比  $c/b$  が 1 の場合を除けば、いくらでも  $B$  が変化できる。このようにして外海幅  $B$  を任意に変えたとき、外海半無限の解である Ippen—Goda の解と比較することによって、1 次元的取り扱いによる 2 次元問題への拡張の可能性が検討できるであろう。LeMéhauté の理論では、底面摩擦や湾奥の反射率を変えることができるが、ここでは摩擦効果を考慮せず、かつ湾奥で完全反射するとし、式 (2.2.31) において  $r = 1$ 、 $p = 1$  として計算している。Cal. No. 1 では、 $B$  を大きくするにつれて、共振点は Ippen—Goda の解に近づくが、Cal. No. 3 にみられるように、港湾幅  $b$  が比較的大きくなると  $B$  を大きくすることによって Ippen—Goda の理論から得られる共振点よりもさらに  $\ell_R/L$  が大きくなる可能性があり、一概に  $B$  をある程度以上とれば外海条件を満足できるというわけにはいかないことがわかる。Cal. No. 2 および Cal. No. 4 では、 $B = L/2$  としているが、これは LeMéhauté の解で  $c/b = 1$  の場合、理論解が存在する  $B$  の上限値が  $L/2$  よりもわずかに大きい程度になるためである。しかし、防波堤がない場合、すなわち全開の場合共振点については港湾幅  $b$  にかかわらず、両理論が比較的一致するのは興味深い。もっとも、 $R_R$  についてはすべての場合、LeMéhauté の理論の方がはるかに大きくなり、摩擦および反射率を考慮すると同時に、解そのものの妥当性についてもさらに検討が必要となるであろう。

#### (b) 1 次元解析の有効性

外海半無限の Ippen—Goda の理論と 1 次元理論である LeMéhauté の理論と比較して、1 次元理論では外海幅  $B$  を変化させても、いちがいに外海条件が満たされるわけではなく、2 次元問題へ拡張するにはまだ問題点がかなり多いように思われる。ここで、あらためて、外海半無限の Ippen—Goda および Miles—Munk の理論について実験的な検討を加えてみる。

図-2.2.7<sup>12)</sup>は、港湾幅  $b$  の変化に伴う共振点  $(kl)_R$  および共振時の波高増幅率  $R_R$  の変化を基本モードの場合について調べたものである。 $(kl)_R$  について、Ippen-Goda の理論は  $kb$  が大きくなるにつれて、いくぶん実験値よりも小さくなり、Miles-Munk の理論は  $kb$  が 0.8 以上になればもはや適用できなくなる。一方、 $R_R$  について、前者の理論は、 $kb$  が大きくなるに伴い実験値に近づくものの、全般的には、はるかに小さく、後者の理論は  $kb$  が 0.3~0.7 付近でしか適用できないことがわかる。

したがって、外海が半無限とした上記の理論についても、実際現象を説明するものではなく、極言すれば、従来の研究によると湾水振動理論として確立されたものはないといえる。

そこで、まずモデルとしては最も簡単である 1 次元港湾モデルについての湾水振動の諸特性を明らかにすることが急務であるように思われる。また実際に、湾内に津波防波堤を設けた場合の港湾領域や湾奥部に位置する港湾などは、図-2.2.8 の

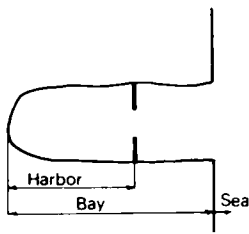


図-2.2.8 湾および港湾

ような形式となり、このような港湾の振動特性は、外海から湾内に侵入する長周期波を入射波と考えた 1 次元的な湾水振動と、湾全体の湾水振動の組合せとしての振動が記録される。<sup>47), 48)</sup> このようなことから、湾水振動の 1 次元取扱

いの有効性が強調されるであろう。

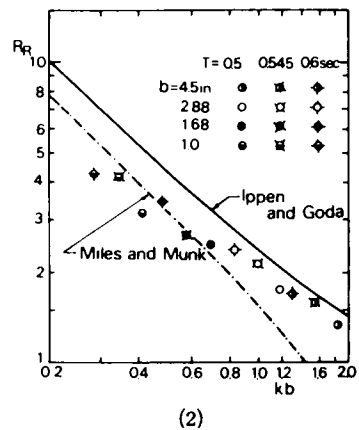
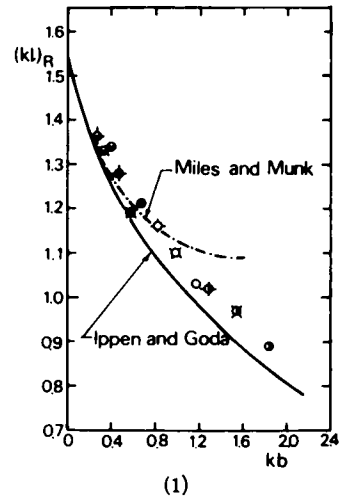


図-2.2.7 防波堤がない場合の共振時における  $(kl)_R$  および  $R_R$  の特性

### 第3節 合成波による湾水の応答振動特性

#### 1) 実験の意義

外洋の波浪はスペクトルを構成するため、港湾はその固有周期以外の周期をもつ波の影響をうけるばかりでなく、津波などのように長周期波そのものの波高が大きく非線形性が強くなると、その高周波成分も湾水振動に大きく影響する場合も考えられる。あるいは、台風時などにみられる波高が大きく、比較的短周期の波が長周期波に乗った場合には、港湾内に異常な波高が生じる可能性もあると思われる。さらに、現実の港湾の波浪解析から港湾の固有周期以外の周期であるにもかかわらずエネルギーピークが存在することもあるが、<sup>49)</sup> これらの現象は線形理論によっては説明しえない現象であろう。

このような問題を取り扱うには、従来の規則波による応答振動だけを考えることにとどめないで、応答振動による波のスペクトル構造をも調べる必要があり、さらに、波の非線形干渉を検討するには従来の規則波を対象とした取り扱いでは十分ではない。

本節では、連続スペクトルをもつ波浪による港湾内の応答振動特性を解明する手がかりとして、規則波（単一波）および2～3成分波からなる合成波による応答振動特性を実験的に調べたものである。

## 2) 実験装置および実験方法

### (a) 実験装置

本実験は京都大学工学部土木工学教室の地下実験室に設置された、長さ約30m、幅50cm、深さ70cmの両面ガラス張り水槽で行った。図-2.3.1に示すように、造波板から22.75mの位置に湾軸と水槽の中心線が一致するようにアクリル製長方形港湾模型を設置し、湾長を0～80cmまで自由に換えられるようにした。造波機は周期の異なる8個のピストンを連結して合成波が得られるようになっており、そ

それぞれの  
周期の比  
は $1:\sqrt{2}$   
の関係に  
なってい  
る。<sup>50)</sup>一連  
の実験を  
通じて、

水深は10cmとした。

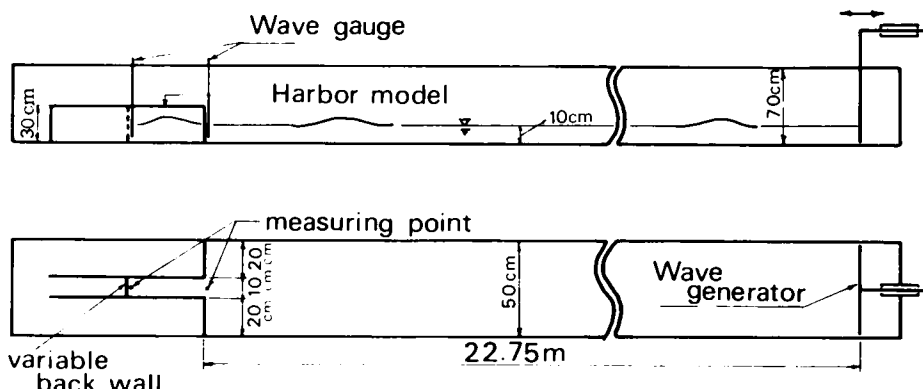


図-2.3.1 実験装置

### (b) 実験方法

湾水振動に関する実験を行う場合に、周期を一定にして湾長を変化させる方法と湾長を一定にして周期を変化させる方法がある。前者の方法は既存の港湾の模型実験を行う場合には不適であるが、一定の波高で実験を行うことができる利点がある。後者の方法では波高の設定が困難になり、入射波高の変化に伴い港内の波高増幅率が変化することも予備実験で認められたことから、ここでは前者の方法を採用した。

この実験は、合成波による湾水振動の非線形性を明らかにするのが主要な目的であるから、湾口は全開にして防波堤の存在による開口部の非線形効果は最小にしている。

なお、基本となる長周期波の周期および波高として  $T_1 = 2.0 \text{ sec}$ ,  $H_1 = 3 \text{ mm}$  を選んだ。

実験順序としては、組み合わせべき各ピストンによる規則波（単一波）の一連の実験を行った後、

次のような3種類の場合について合成波の実験を実施した。

実験Ⅰ：前述の長周期波 ( $T_1$  波と略称) と  $T_2 = 0.707 \text{ sec}$  および  $H_2 \doteq 6 \text{ mm}$  の短周期波 ( $T_2$  波と略称) と合成。この組合せの場合には、共振時に波高が大きくなっても  $T_1$  波の倍周波数成分が  $T_2$  波の成分周波数に重ならないので、各成分波による振動特性が明確に区別できる。

実験Ⅱ： $T_1$  波と  $T_3 = 1.0 \text{ sec}$ ,  $H_3 \doteq 3.5 \text{ mm}$  の短周期波 ( $T_3$  波と略称) の合成。実験Ⅰでは、 $T_2$  波の第2次の共振点が  $T_1$  波の共振点とほぼ一致するため、ここでは  $T_1$  波と  $T_3$  波の共振点が重ならないようにした。同時に、 $T_1$  波の2倍周波数成分が  $T_3$  波の周波数と一致し、それが  $T_3$  波に及ぼす影響をも検討しようとしたものである。

実験Ⅲ： $T_1$  波、 $T_2$  波および  $T_3$  波の合成。

波高の測定は電気抵抗線式波高計を湾奥および湾口に設置し、データレコーダに記録した。そして、A-D変換器を用いてデジタル化し、各成分周波数についてフーリエ解析を行って各測点での成分波高を求めた。また、湾口部では湾長の変化に伴い、水槽幅方向にも著しい振動が認められたため、16mm撮影機で湾口の直立堤前面を撮影し、堤前面での波高変化を求めた。

### 3) 実験結果および考察

#### (a) 湾奥における2成分波の振動特性

実験Ⅰ：湾軸上の任意点の波高と湾口を閉じたときの湾口での波高(以下、基準波高と呼ぶ)との比を波高増幅率と定義する。

図-2.3.2は湾長  $\ell$  の変化に伴う湾奥の波高変化を示したものであり、横軸に湾長と水深の比  $\ell/h$ 、縦軸に波高増幅率  $R$  をとっている。この実験から、 $T_1$  波による共振点  $\ell_R/h$  は4.3 ( $\ell = 43 \text{ cm}$ )、 $R$  は約3.4 (入射波高の6.8倍) が求められる。

図中に示しているように、各種理論の  $T_1$  波に対する計算結果と比較すると、共振点および波高増幅率ともに異なるが、外海の場合、湾口部でのエネルギー逸散、摩擦項の評価などが、必ずしも本実験とは等しくないために、このような差異が生じたものと考えられる。

一方、 $T_2$  波による共振点  $\ell_R/h$  は1.0、4.1および7.2になり、 $R$  はそれぞれ3.2、2.7および2.6になる。

合成波の  $T_1$  成分波の振動特性は共振点近傍で規則波の場合と異なる様相を示し、また  $T_2$  波の第1

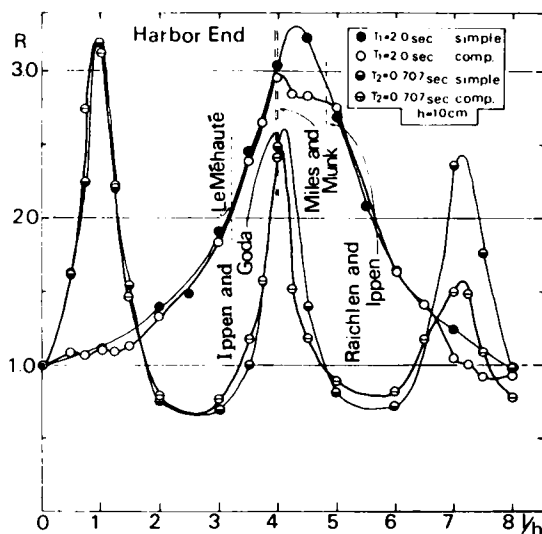


図-2.3.2 湾奥の振動特性 (実験Ⅰ)

次および第3次共振点にあたる近傍でも $T_1$ 成分波は規則波とわずかに異なる。 $T_2$ 成分波は高次の共振点になるほど、規則波の場合よりも著しく減衰する。しかし、共振点以外の地点では波を合成しても線形性が維持されることがわかる。共振点付近の相違に関して、有限振幅波の概念を導入するとかなり相違する原因が説明できるように思われる。すなわち、共振点付近になると波高が増大し2倍周波数をもつ波が現われ、また合成波の場合には、浜田<sup>5D</sup>がStokes波型のせつ動解における2次干渉をあつかった際に述べている、各成分波の周波数および差をもつ拘束波が現われる。図-2.3.3は湾長の变化に伴う拘束波および2倍周波数成分波高の変化を示したものであり、図の(1)は $T_1$ 成分波に対する周波数差の成分および周波数差の成分波高の変化、図の(2)は $T_1$ 成分波に対する2倍周波数成分波高、図の(3)は $T_2$ 成分波に対する2倍周波数成分波高を示している。これらの図から、 $T_1$ 波および $T_2$ 波の共振点に相当する付近で、このような非線形効果が強くあらわれることがわかる。

実験Ⅱ： $T_1$ 波については実験Ⅰと同様である。図-2.3.4から $T_3$ 波の共振点 $\ell_R/h$ は1.75, 6.5になり、 $R$ はそれぞれ3.8および3.2が求められる。 $T_3$ 成分波は規則波の振動曲線よりもいくぶん小さい値になるが、 $\ell/h$ が3.5~5の範囲を除けば比較的よく一致する。図-2.3.5は拘束波の和の成分および $T_3$ 成分波の2倍周波数成分波高の変化を示している。まず和の成分の $\ell/h$ が6~8の範囲をみると、 $T_1$ 波の基準波高の1.2倍程度の波が現われ、それが図-2.3.

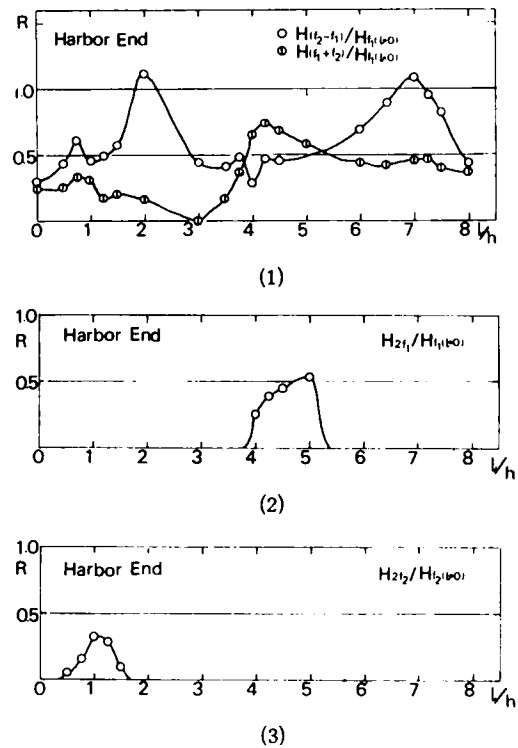


図-2.3.3 拘束波および2倍周波数成分波高の変化(実験Ⅰ)

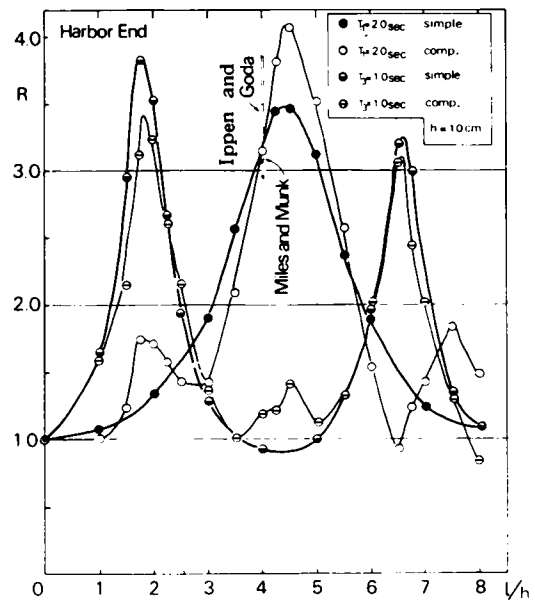


図-2.3.4 湾奥の振動特性(実験Ⅱ)

4の同じ範囲で $T_1$ 成分波が規則波の場合と比較して異なる振動特性を示した原因になっているものと思われる。 $T_3$ 成分波の2倍周波数成分は第1次共振点の近傍で入射波高程度、第2次共振点の近傍では

基準波高程度になる。

周波数差の成分は $T_1$ 波の周波数と一致し、また $T_1$ 波の2倍周波数成分は $T_3$ 波の周波数と一致するため、それらを独立に取り出すことはできない。しかし図-2.3.4の $\ell/h$ が1.5~2および4~5の範囲で $T_1$ 成分波が規則波と比較して大きくなった原因は差の成分が加えられていることによると思われ、また $\ell/h$ が4~5の範囲で $T_3$ 成分波が規則波よりも大きくなったのは、 $T_1$ 波の2倍周波数成分が加えられたことによるものであろう。

#### (b) 湾奥における3成分波の振動特性

実験Ⅲ：図-2.3.6は3成分合成波の波高変化を示している。 $T_2$ および $T_3$ 成分波の第1次共振点付近では、規則波の共振特性と差異は認められないが、 $T_1$ 成分波については、実験ⅠおよびⅡでも述べたように、拘束波および2倍周波数成分などの影響により、規則波とは異なる様相を示す。ことに、 $T_2$ と $T_3$ との周波数差の成分（周波数0.414 cps）は $T_1$ 波の周波数（0.5 cps）に接近しているため

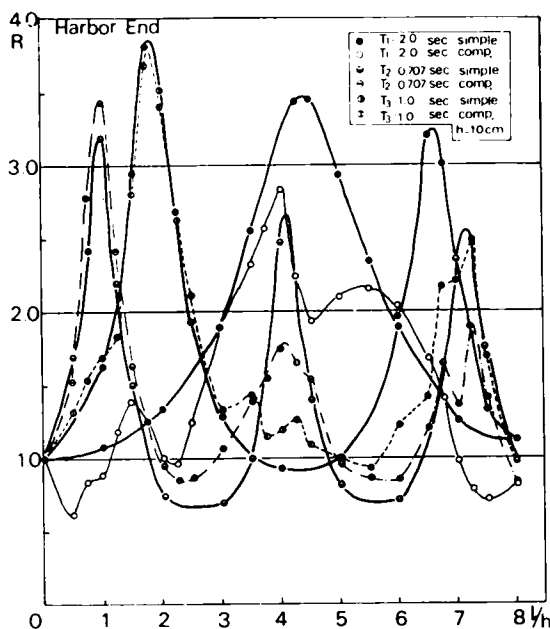


図-2.3.6 湾奥の振動特性 (実験Ⅲ)

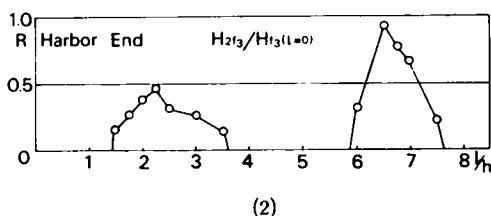
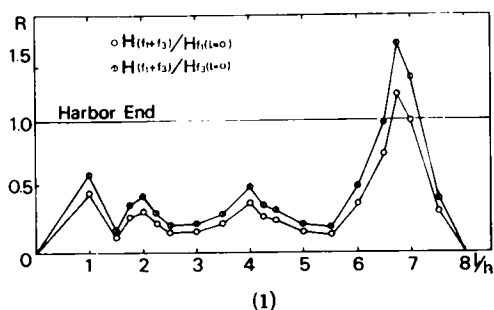


図-2.3.5 拘束波および2倍周波数成分波高の変化(実験Ⅱ)

に干渉の程度も大きいようである。図-2.3.7に $T_2$ と $T_3$ との周波数差の成分波高の変化を示しているが、図-2.3.6で $\ell/h$ が4~6の範囲にわたり $T_1$ 成分波と規則波の共振特性が大きく異なった原因の一つには、この差の成分の効果を見のがすことができないであろう。

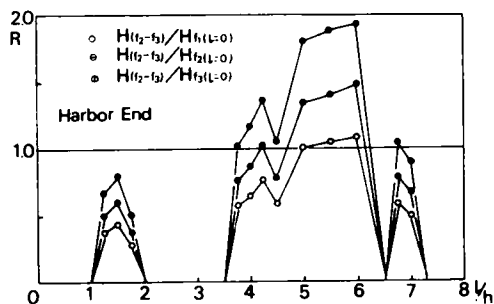


図-2.3.7 拘束波高の変化 (実験Ⅲ)

### (c) 入射波高の変化による非線形効果

入射波を微小振幅波で近似できるようにしても、共振点に近づくにしたがって波高が増大し、この仮定が成立しなくなり、有限振幅波の概念をもちこまねばならないし、合成波の場合には2次干渉の影響が大きいことをすでに述べた。ここでは、基準波高の変化が共振特性に及ぼす影響について若干の考察をしてみよう。

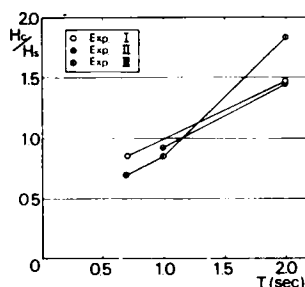


図-2.3.8 基準波高の変化率

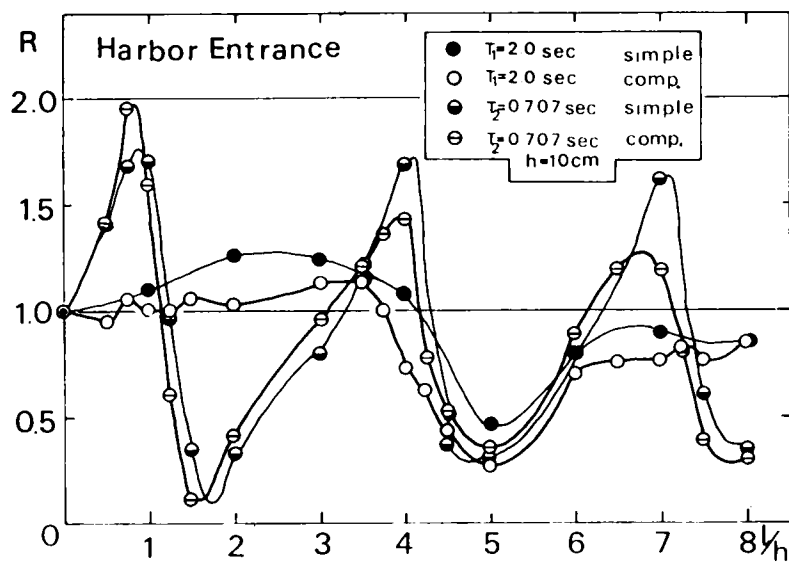
図-2.3.8は実験Ⅰ～Ⅲの基準波高について、周期の変化に伴う合成波の成分波高 $H_c$ と規則波（単一波）の波高 $H_s$ との比の変化を示したものである。この図から、合成波の成分波高は周期が短い波では規則波に比して小さく、周期が長い波は逆に波高が大きくなることがわかる。実験ⅠおよびⅡでは、 $T_1$ 波の波高増幅率が合成波の成分波の場合と規則波の場合とで極端な差は認められないが、実験Ⅲでは大きく異なっている。この原因の一つには、この図からもわかるように、 $T_1$ 成分波高が規則波の基準波高の1.8倍にもなっており、基準波高を大きく見積りすぎたことにもよるものと思われる。このように基準波高の相違が共振特性を変化させるとすれば、ここに重要な問題を示唆することになる。すなわち、従来の理論では入射波高の変化による波高増幅率の変化が考慮されておらず、理論にもこの効果を加味しなければならない。実際に入射波高がある程度以上になると、同じ周期に対しても波高増幅率は低減することが認められており<sup>52)</sup>、この問題についてさらに検討し、この非線形性を明確にすべきであろう。

基準波高の変化が共振特性に影響を及ぼすことを考慮して、実験Ⅰ～Ⅲの共振曲線をながめなおしてみると、合成波の成分波と規則波とが局所的に大きく異なる原因は、有限振幅波の相互干渉効果によるものであり、形状が類似してわずかながら変化しているのは、基準波高（入射波高と考えてよい）の変化による応答の非線形効果があったものと思われる。

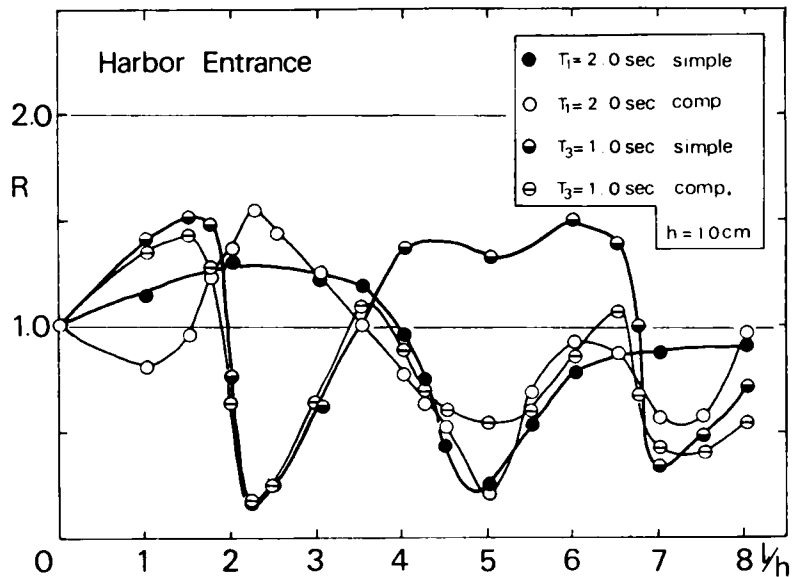
### (d) 湾口部の振動特性および湾口補正

図-2.3.9は、各実験について湾口における振動特性を示したもので、湾奥の場合と同様、縦軸に基準波高に対する湾口の波高を $R$ で表わしている。図の(1)から、 $T_2$ 波のように比較的短周期の波は、共振時に湾口でもかなり大きく波高が増幅されることがわかる。しかし、共振点よりもわずかに $\ell/h$ が大きくなると急激に波高が小さくなり極小値をとることがわかる。一方、 $T_1$ 波のように比較的周期が長くなると、湾口での波高は前者ほど増幅されないが、極小点は前者同様、共振点よりもわずかに $\ell/h$ が大きくなるところで生じる。すなわち、共振時でも湾口で極小値とならないことは、まさに湾口補正の必要性を意味している。

$T_1$ 波を例にとると、湾口補正量 $\Delta\ell$ は前節の式(2.2.21)から簡単に求められ、 $\Delta\ell = 7.84 \text{ cm}$ が得られる。ところで $T_1$ 波の共振点は $\ell_R/h$ が4.3で、湾口の極小値は $\ell/h$ が5付近である。この実



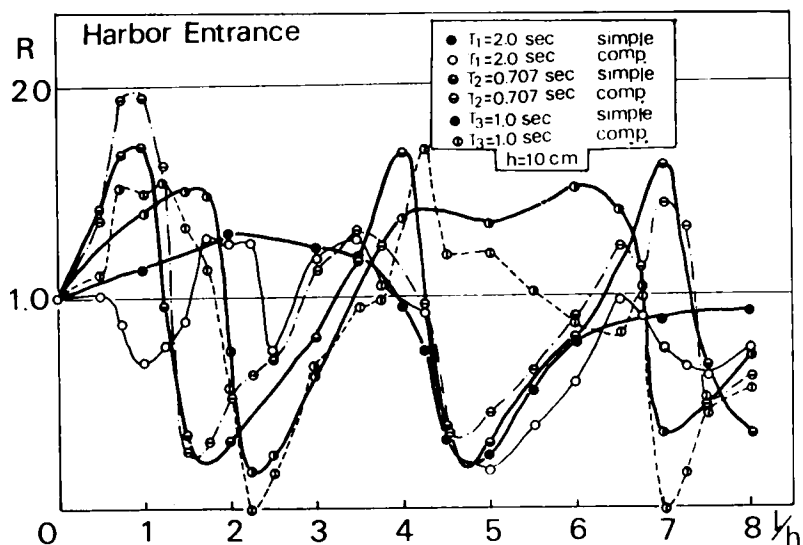
(1) (実験 I)



(2) (実験 II)

図 2. 3. 9





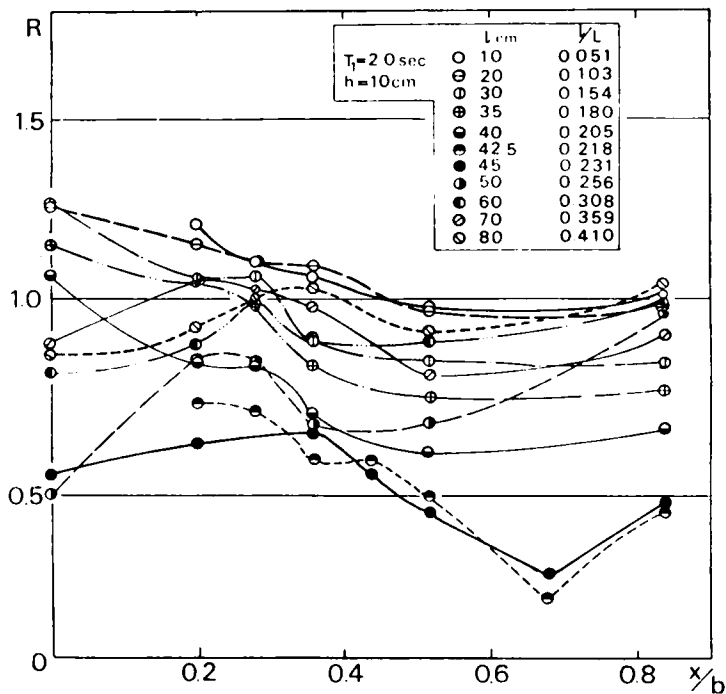
(3) (実験Ⅲ)

図 - 2.3.9 湾口の振動特性

験では  $h = 10 \text{ cm}$  であるから  
 $\Delta \ell/h = 0.784$  となり上記の  
 差が、ほぼ説明できる。

合成波と規則波による振動  
 特性の差異は、実験Ⅰについ  
 てはほとんどみられないよう  
 である。しかし、図の(2), (3)  
 からわかるように、2倍成  
 分波や拘束波による非線形効  
 果が大きい場合には、湾口部  
 においても合成波と規則波の  
 振動特性が異なっているのが  
 興味深い。

図 - 2.3.10 は、周期の相  
 違による外海の波の状況を調  
 べたもので、縦軸に基準波高



(1)  $T_1$  波

図 - 2.3.10

に対する湾口前面堤防沿いの波高との比、横軸に湾軸から湾口前面堤防に沿う距離  $x$  を水槽幅の  $\frac{1}{2}b$  で割った無次元量をとっている。したがって、この実験では、 $x/b \geq 0.2$  の場合が堤防前面、 $x/b < 0.2$  の場合が開口部を表わすことになる。まず、図の(1)の  $T_1$  波の場合をみると、共振時に相当する湾長  $\ell$  が 42.5 cm のあたりでは、堤防沿いの波高がかなり変化し、湾軸から離れるにつれて波高が減少する傾向がみられ、湾長が共振湾

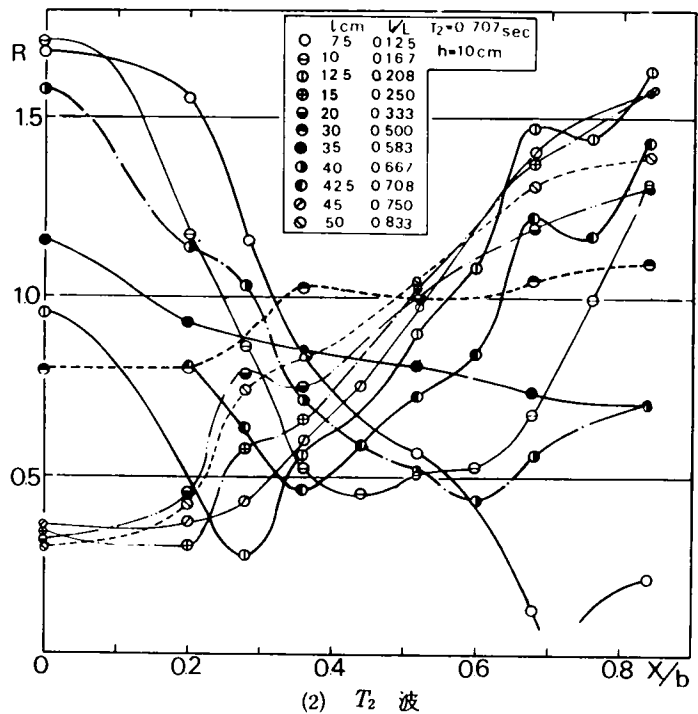


図-2.3.10 湾口前面堤防沿いの波高分布

前面の波高は変化しないことがわかる。一方、図の(2)の  $T_2$  波の場合には、共振時に相当する湾長  $\ell$  が 10 cm および 40 cm の近傍では、 $x$  軸沿いの波高分布は大きく変化し、その他の場合と極端に分布形状が異なることがわかる。また、両図の比較から、周期が長く、したがって波長が大きくなると、湾水振動は外海に相当する水槽幅の影響を受けにくくなるが、周期が短くなるにともない水槽幅のおよぼす効果が湾水振動にとって無視できなくなり、特にその影響は共振時に大きくなる。

## 第4節 結 語

以上、第2章においては、湾水の共振現象を誘起させる長周期波の発生原因について述べ、従来、欧米ならびにわが国で行われた湾水振動の研究について概説し、それらの問題点を指摘するとともに代表的な理論についての数値計算を行い、その解析結果の比較から1次元解析の有用性を述べた。さらに、不規則波による応答振動特性の解明の緒口となる合成波による応答振動特性について詳細に調べたが、得られた結果を要約すれば、次のとおりである。

第2節では、湾水の応答振動機構を説明するために、バネ-質量-ダッシュポット系における共振理論を解析して、湾口から侵入する波による強制振動が湾水の共振に寄与することを述べ、港湾の大きさや水深のほか、振動系の減衰要素が共振特性、すなわち、港湾の固有周期および波高増幅率を

規定するものであることを示唆した。

つづいて、湾水振動に関する従来の研究についての経緯を説明し、それぞれの問題点を指摘するとともに、適用性を明らかにした。さらに、従来の解法を大別するとともに、代表的な解である Ippen-Goda, Miles-Munk および LeMehaute の理論については、それぞれの解の数値計算結果を比較し、一部実験結果と比較検討したが、いずれの理論も問題点が少なくなく、現状では確立された理論はないことを指摘し、まず最も簡単な 1 次元解析法の確立が急務であることを強調して本研究の方向を明らかにした。

第 3 節では、合成波による応答振動特性を調べ、成分波の非線形相互干渉による周波数和、周波数差をもつ拘束波および成分波の 2 倍周波数成分波などの湾水振動に及ぼす影響が明らかになった。このように成分波の非線形相互干渉が起こるということは、連続スペクトルをもつ波が港湾内に侵入すると、湾の固有周期をもつ成分波が生じて共振を起こす機会が多くなることを意味しており、湾水振動における今後の問題としての一方向を示唆したことになる。

さらに、湾水振動に及ぼす外海幅の効果を調べた結果、外海幅が波長に比べて比較的小さくなると、湾水振動は外海幅の影響をほとんどうけなくなるが、外海幅が波長に比べて大きくなると、外海幅の影響を大きくうけることが明らかになった。

## 参 考 文 献

- 1) 宇野木早苗：港湾のセイシュと長周期波について，第6回海岸工学講演会講演集，pp.1-11, 1959.
- 2) Munk, W. H. : Surf beat, Trans. A. G. U., vol. 30, pp. 849-854, 1949.
- 3) 土木学会編：土木技術者のための振動便覧，土木学会，p. 3, 1966.
- 4) 岩崎敏夫：津波特論，水工学シリーズ71-B-10，土木学会水理委員会，pp. B-10-1-B-10-18, 1971.
- 5) McNown, J. S. : Wave and seiche in idealized ports, Gravity Wave Symposium, N. B. S., Cir. 521, pp. 153-164, 1952.
- 6) Kravtchenko, J. and J. S. McNown : Seiche in rectangular ports, Quart. Appl. Math., 13, pp. 19-26, 1955.
- 7) Apté, A. S. and C. Marcou : Seiche in ports, Proc. 5th Conf. on Coastal Eng., pp. 85-94, Sep., 1954.
- 8) LeMéhauté, B. : Two dimensional seiche in a basin subjected to incident waves, Proc. 5th Conf. on Coastal Eng., pp. 119-150, Sep., 1954.
- 9) LeMéhauté, B. : Periodical gravity wave on a discontinuity, Proc. ASCE, vol. 86, HY9, pp. 11-41, Nov., 1960.
- 10) LeMéhauté, B. : Theory of wave agitation in a harbor, Proc. ASCE, vol. 87, HY2, pp. 31-50, March, 1961.
- 11) Miles, J. W. and W. Munk : Harbor paradox, Proc. ASCE, vol. 87, WW3, pp. 111-130, Aug., 1961.
- 12) Ippen, A. T. and Y. Goda : Wave induced oscillations in harbors ; the solution for a rectangular harbor connected to the open sea, Hydrodynamics Lab., M. I. T., Rep. No. 59, July, 1963.
- 13) Ippen, A. T. and F. Raichlen : Wave induced oscillations in harbors ; the problem of coupling of highly reflective basins, Hydrodynamics Lab., M. I. T., Rep. No. 49, May, 1962.
- 14) Wilson, B. W., Hendrickson, J. A. and R. E. Kilmer : Feasibility study for a surge-action model of Monterey Harbor, California, Waterways Experiment Station, Corps of Engineers under contract number DA-22-079-civeng-65-10, 1965.
- 15) Leendertse, J. J. : Aspects of a computation model for long-period water-wave propagation, Rand Co., Rep. No. RM-5294-PR, 1967.
- 16) Hwang, L. S. and E. O. Tuck : On the oscillations of harbors of arbitrary shape,

- Jour. Fluid Mech., vol.42, part3, pp.447-464, 1970.
- 17) Lee, J. J. : Wave induced oscillations in harbors of arbitrary geometry, Jour. Fluid Mech., vol.45, part 2, pp.375-394, 1971.
  - 18) Lee, J. J. and F. Raichlen : Resonance in harbors of arbitrary shape, Proc. 12 th Conf. on Coastal Eng., pp.2163-2180, 1970.
  - 19) Garret, C. J. R. : Bottomless harbors, Jour. Fluid Mech., vol.43, pp.433-449, 1970.
  - 20) Miles, J. W. : Resonant response of harbours ; an equivalent-circuit analysis, Jour. Fluid Mech., vol.46, part 2, pp.241-265, 1971.
  - 21) Carrier, G. F., Shaw, R. P. and M. Miyata : The response of narrow mouthed harbors in a straight coastline to periodic incident waves, Jour. Appl. Mech., vol.38, Series E, No. 2, pp.335-344, June, 1971.
  - 22) Mei, C. C. and R. V. Petroni : Waves in a harbor with protruding breakwaters, Proc. ASCE, vol.99, WW2, pp.209-229.
  - 23) Su, C. L. : Asymptotic solutions of harbor resonance problem, II. harbors with connected basins, Joint Tsunami Research Effort Report No. NOAA - J TRE - 75, University of Hawaii, Honolulu, Hawaii, 1972.
  - 24) Su, C. L. : Asymptotic solutions of resonances in harbors with connected basins, Proc. ASCE, vol.99, WW3, pp.375-392, Aug., 1973.
  - 25) Carr, J. H. : Long period waves or surges in harbors, Proc. ASCE, vol.78, Separate No. 123, pp.1-16, April, 1952.
  - 26) Wilson, B. W. : Table bay as an oscillating basin, Proc. Minnesota International Hydraulics Convention, IAHR, pp.201-212, Sep., 1953.
  - 27) Wilson, B. W. : Generation of long-period seiches in Table bay, Cape Town, by barometric oscillations, Trans. A.G.U., vol. 35, No.5, pp.733-746, Oct., 1954.
  - 28) Ellis, G. E. and J. L. Collins : Investigation of seiche activity in west coast harbor, Proc. 8th Conf. on Coastal Eng., pp.114-126, Nov., 1962.
  - 29) Abecasis, F. M. : Resonance conditions in No.1 dock of Luanda harbor, Proc. 9th Conf. on Coastal Eng., pp.800-831, 1964.
  - 30) Honda, K., Terada, T., Yoshida, Y. and D. Ishitani : An investigation on the secondary undulation of oceanic tides, Jour. College of Science, Univ. of Tokyo, 24, 1908.
  - 31) Nishimura, G. and K. Kanai : The long waves in a bay of variable section (I), 東京大学地震研究所集報別刷1, pp.182-197, March, 1933.

- 32) 西村源六郎・高山威雄・金井 清：湾口に於ける水位変化に伴ふ湾内海水の運動（其の2），東京大学地震研究所集報，13号，pp.46 - 53，1935.
- 33) Nakamura, K. : Motion of water due to long waves in a rectangular bay of uniform depth, Geophys. Insti., Faculty of Science, Tohoku Univ., pp.191 - 213. March, 1961.
- 34) Watanabe, H. : The motion of tsunami at the inner part of bays, especially on the distribution of maximum height of tsunami, Jour. Oceanographical Soc. of Japan, 20th Anni., pp.330 - 345, 1962.
- 35) 梶浦欣二郎：湾水振動におよぼす防波堤の効果，東京大学地震研究所集報，第41号，pp.403 - 418，1963.
- 36) 山田彦児：津波の伝播に伴う港湾の水位変動，Studies on Oceanography, pp.350 - 358，1964.
- 37) 日野幹雄・日野和子：東京湾の進入長波に対する振動応答特性，第11回海岸工学講演会講演集，pp.98 - 107，1964.
- 38) 伊藤 剛・日野幹雄・渡辺二郎・日野和子：数値模型による東京湾横断堤の防潮効果に関する研究，第11回海岸工学講演会講演集，pp.108 - 117，1964.
- 39) 堀川清司・西村仁嗣ら：第13回～第19回海岸工学講演会講演（論文）集，1966～1972.
- 40) 岩崎敏夫・三浦 晃：気仙沼湾の津波の模型実験について，第8回海岸工学講演会講演集，pp.51 - 56，1961.
- 41) 岩崎敏夫・真野 明・長谷川明：湾内津波の実験，土木学会第29回年次学術講演会講演概要集，第2部，pp.30 - 31，1974.
- 42) 中村重久：高知港の津波と振動特性に関する模型実験，第17回海岸工学講演会論文集，pp.435 - 439，1970.
- 43) 酒井哲郎・山本方人：津波による湾水振動に及ぼす入力波特性の影響，土木学会第29回年次学術講演会講演概要集，第2部，pp.28 - 29，1974.
- 44) LeMéhauté, B. and B.W.Wilson : Discussion of "Harbor paradox", Proc. ASCE, vol. 88, WW2, pp.173 - 195, 1962.
- 45) Biesel, F. and B. LeMéhauté : Mouvement de seiches a 3 dimensions, La Houille Blanche, translated, 1957.
- 46) Raichlen, F. and A.T. Ippen : Wave induced oscillations in harbors, Proc. ASCE, vol. 91, HY 2, pp.1 - 26, March, 1965.
- 47) 岩崎敏夫・真野 明・長谷川明・前原隆生：長周期波による矩形湾内の振動と湾口条件，第20回海岸工学講演会論文集，pp.167 - 171，1973.

- 48) 小菅 晋・宇野木早苗・斎藤 晃：清水港の振動特性，第 19 回海岸工学講演会論文集，pp. 237 - 241，1972.
- 49) Krauss, W. : Wind - driven oscillations of an enclosed basin with bottom friction, Deutsche Hydrographische Zeitschrift, pp. 1 - 9, 1973.
- 50) 岩垣雄一・石田 昭：波起機によって起こした不規則波の特性，第 16 回海岸工学講演会講演集，pp. 29 - 34，1968.
- 51) 浜田徳一：表面波の 2 次干渉，第 11 回海岸工学講演会講演集，pp. 12 - 18，1964.
- 52) 堀川清司・西村仁嗣：津波防波堤の効果について，第 16 回海岸工学講演会講演集，pp. 365 - 369，1969.

# 第3章 共振時における港湾内波浪の特性に関する実験的研究

## 第1節 概 説

第2章では、従来の規則波を対象とした湾水振動の一般的な応答振動に関する問題点を指摘し、さらに実際の波が不規則波であることから、成分波の組合せを3種類変化させた合成波による応答振動特性を詳細に調べ、規則波による応答振動と比較した結果、両者にはかなりの相違があり、波の非線形効果が重要であることが明らかになった。しかし、規則波でも、また不規則波であっても、工学的に最も興味ある共振周期および波高増幅率の定量化がなされたわけではなく、あらためて、最も簡単な規則波による、それらの評価が先決されるべきであろう。

前章でも述べたように、湾水振動についての確立された理論がない現状では、共振周期および波高増幅率の推算にあたり、実験的にそれらの値を求めるしか方法がない。ところで、湾水振動を取り扱う場合には、すべての周期に対する応答振動特性を把握することが重要であるのは当然であるが、工学的な見地に立てば、共振時に港湾内で生じる波の挙動が最も大切で、その特性が明らかになれば、それに対する制御対策もたてることが可能となるであろう。

まず、共振時の波高については、港湾の形状寸法に応じ、侵入波高の数倍にも増幅されることがあり、すでに述べたように、このような場合には、侵入波が微小振幅波で仮定できるような波であっても、もはやその仮定が成立しなくなるので、あらためて、共振時の波高、波形を詳細に調べなければならない。さらに、共振時に定常波の節に近いところでは、水平水粒子速度が大きく、それが湾口部で生じると、船舶の航行にも支障をきたし、特に防波堤開口部における水平水粒子速度の特性を明らかにしなければならない。また、防波堤開口部では、渦が生じるために、その渦の挙動および共振特性に及ぼす影響についても調べる必要があると思われる。

本章では、このような観点から、港湾幅が極端に異なる2種類の長方形港湾モデルについて、港湾にとって最悪の共振状態を設定して、このような場合の港湾内の波浪の特性を詳細に考察したものである。

まず、第2節では、共振時の港湾内の波は定常波が生じるので、微小振幅および有限振幅重複波理論による水位変動および水平水粒子速度について簡単に述べる。第3節では、ここで使用した実験装置の概要と実験方法を概説する。つづいて、第4節では、得られた実験結果を詳細に考察し、最後に第5節では、以上得られた成果をまとめて結語とする。



## 第2節 共振時の波高および水平水粒子速度

外海から港湾内に侵入する波のエネルギーは、一部は港湾内に蓄積し、一部は湾外へ逸散するが、この両者のエネルギーが平衡状態になると共振現象が生じる。共振状態になると、港湾内の波は定常波すなわち完全重複波となるので、湾奥における波高が推算できれば、港湾内の波高分布および水平水粒子速度分布が容易に求められるはずである。

座標は、図-3.2.1に示したように、原点を湾奥静水面にとり、湾軸に沿って湾口方向へ  $x$  軸、それに鉛直上向きに  $z$  軸をとる。

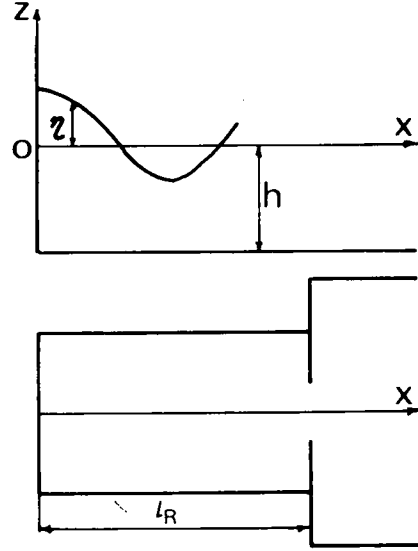


図-3.2.1 座標系

### 1) 微小振幅重複波理論

水位変動  $\eta$  および水平水粒子速度  $u$  は、それぞれ次式で示される。

$$\eta = \frac{H}{2} \cos kx \sin \sigma t \quad (3.2.1)$$

$$u = -\left(\frac{\sigma H}{2}\right) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin kx \cos \sigma t \quad (3.2.2)$$

ここに、 $H$  : 湾奥における波高、 $h$  : 水深、 $k = 2\pi/L$ 、 $\sigma = 2\pi/T$ 、 $L$  および  $T$  は、それぞれ波長および周期である。

### 2) 有限振幅重複波理論

有限振幅重複波理論については、Tadjebacksh-Keller<sup>1)</sup> による第3次近似解から、 $\eta$  および  $u$  は次式で示される。

$$\begin{aligned} \eta = & a \sin \sigma t \cos kx + \frac{ka^2}{8} \left\{ \omega^{\frac{1}{2}} + \omega^{-\frac{1}{2}} + \left( \omega^{-\frac{1}{2}} - 3\omega^{-\frac{3}{2}} \right) \cos 2\sigma t \right\} \cos 2kx \\ & + k^2 a^3 \left( b_{11} \sin \sigma t \cos kx + b_{13} \sin \sigma t \cos 3kx + b_{31} \sin 3\sigma t \cos kx + b_{33} \sin 3\sigma t \cos 3kx \right) \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} b_{11} &= \frac{1}{32} (3\omega^{-2} + 6\omega^{-1} - 5 + 2\omega) \\ b_{13} &= \frac{3}{128} (9\omega^{-2} + 27\omega^{-1} - 15 + \omega + 2\omega^2) \\ b_{31} &= \frac{1}{128} (3\omega^{-2} + 18\omega^{-1} - 5) \\ b_{33} &= \frac{3}{128} (-9\omega^{-3} + 3\omega^{-2} - 3\omega^{-1} + 1) \end{aligned} \right\} \quad (3.2.4)$$

$$k = \mathcal{G} T^2 \omega^{\frac{1}{2}} \left\{ 1 + \frac{1}{16} \left( \frac{ka}{2} \right)^2 (9\omega^{-2} - 12\omega^{-1} - 3 - 2\omega) \right\} \quad (3.2.5)$$

$$a = \frac{H}{2} - \frac{H^3}{1024} \left( \frac{k}{2} \right)^2 (27\omega^{-3} + 27\omega^{-2} + 96\omega^{-1} - 63 + 11\omega + 6\omega^2) \quad (3.2.6)$$

である。

$$\begin{aligned} u = & -ka \left( \frac{g}{k} \right)^{\frac{1}{2}} \omega^{\frac{1}{4}} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos \sigma t \sin kx \\ & + \frac{3}{2} \left( \frac{ka}{2} \right)^2 \frac{g}{k} \omega^{\frac{1}{2}} \frac{\cosh 2k(h+z)}{\cosh 2kh} (1 - \omega^{-2}) \sin 2\sigma t \sin 2kx \\ & - (ka)^3 \left( \frac{g}{k} \right)^{\frac{1}{2}} \{ 3\beta_{13} \cos \sigma t \sin 3kx \cosh 3k(h+z) + \beta_{31} \cos 3\sigma t \sin kx \cosh k(h+z) \\ & + 3\beta_{33} \cos 3\sigma t \sin 3kx \cosh 3k(h+z) \} \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} \beta_{13} &= \frac{1 + 3\omega}{128 \cosh 3kh} (3\omega^{-\frac{9}{4}} + 5\omega^{-\frac{1}{4}} + 2\omega^{\frac{3}{4}}) \\ \beta_{31} &= \frac{1}{128 \cosh kh} (9\omega^{-\frac{9}{4}} + 62\omega^{-\frac{5}{4}} - 31\omega^{-\frac{1}{4}}) \\ \beta_{33} &= \frac{1 + 3\omega^2}{128 \cosh 3kh} (-9\omega^{-\frac{13}{4}} + 22\omega^{-\frac{9}{4}} - 13\omega^{-\frac{5}{4}}) \end{aligned} \right\} \quad (3.2.8)$$

$$\omega = \tanh^2 kh \quad (3.2.9)$$

である。ここに,  $H$ ; 湾奥における波高,  $g$ ; 重力加速度である。

有限振幅波理論によれば, 反射壁(湾奥)から  $\frac{1}{4}$  波長の位置で微小振幅波理論のように波高は 0 とならないで, 次のような有限値をもつ。

$$H_{\min.} = \frac{ka^2}{4} (3\omega^{-\frac{3}{2}} - \omega^{-\frac{1}{2}}) \quad (3.2.10)$$

### 第3節 実験装置および実験方法

#### 1) 実験装置

造波水槽は, 第2章第3節に用いたものと同じで, 造波板から約20mの位置に図-3.3.1に示すような長方形港湾模型を設置して実験を行った。造波機は前章で述べた合成波発生機<sup>2)</sup>を単一波発生機として使用しており, 港湾模型は湾長を自由に変えることができるようにしたアクリル製のものをを用いた。なお, 港湾内外の水深は一定で, 各実験については周期を一定にして, 湾長を変えるような方法で応答振動

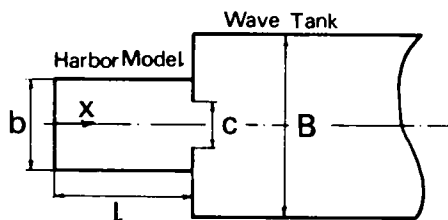


図-3.3.1 港湾模型

を調べている。

表－3.3.1は、この実験に用いた実験諸元を示したものである。

表－3.3.1 実 験 諸 元

Run No.	$B$ (cm)	$b$ (cm)	$c$ (cm)	$T$ (sec)	$h$ (cm)	$H_0$ (mm)	$\ell_R$ (cm)	$b/B$	$c/b$	$\ell_R/L$
1 - 1	50	47	5.5	1.0	10	11.2	48.5	0.94	0.117	0.525
2	50	47	10.0	1.0	10	12.6	50.0	0.94	0.213	0.542
3	50	47	15.0	1.0	10	14.4	51.0	0.94	0.319	0.553
4	50	47	20.0	1.0	10	12.1	52.5	0.94	0.426	0.569
2 - 1	50	47	5.5	2.0	10	4.3	103.5	0.94	0.117	0.531
2	50	47	10.0	2.0	10	5.2	105.5	0.94	0.213	0.541
3	50	47	15.0	2.0	10	5.0	107.5	0.94	0.319	0.551
4	50	47	20.0	2.0	10	5.0	109.5	0.94	0.426	0.562
3 - 1	50	10	5.0	1.0	10	7.9	62.5	0.20	0.500	0.677
2	50	10	10.0	1.0	10	7.7	66.0	0.20	1.000	0.715
4 - 1	50	10	5.0	2.0	10	4.0	40.0	0.20	0.500	0.205
2	50	10	10.0	2.0	10	4.0	42.5	0.20	1.000	0.218

\*  $H_0$  : incident wave height

## 2) 実 験 方 法

### (a) 波高および共振湾長の測定

共振時における湾水振動の諸特性を知るには、まず、各実験について、一定周期 $T$ 、一定の入射波高 $H_0$ のもとで実験的に共振湾長 $\ell_R$ を求めなければならない。

波高の測定は、湾軸上の湾奥および湾口に電気抵抗線式波高計を設置して、波形をペン書きオシログラフに記録し、波高を読み取った。

湾長を0から変化させるに伴い湾奥の波高は変化するが、最初の極大値が湾奥で生じる湾長を基本モードの共振湾長とし、ひきつづいて極大値が生じる湾長を第2次モードの共振湾長と定義した。表－3.3.1で、Run No.4のみ基本モードの共振湾長で、その他の場合は、第2次モードの共振湾長を示している。それは、Run No.4以外は湾奥の第1次極大値が湾水全体が昇降する、いわゆる pumping 現象<sup>3)</sup>を生じるからであって、実際の湾水振動の問題としては必ずしも適当でないと判断したからである。

### (b) 水平水粒子速度の測定

湾軸沿いの水平水粒子速度は、羽根の径が22 mmのプロベラ式流速計を用い、プロベラの回転数の変化によって生じる受光量の変化を積分回路を用いて算定し、水粒子速度の時間変化をペン書きオ

ッシログラフに記録して解析した。流速計の検定には、プローブを台車に固定し静水中を一定速度でけん引する方法によって、あらかじめ検定曲線を求めておいた。

図-3.3.2は、検定曲線を示しており、横軸に記録紙上の読みを、縦軸に水粒子速度をとっている。図中の range は、記録計の倍率を示すもので、速度の大小によって両者を併用している。所要の水粒子速度は、この曲線

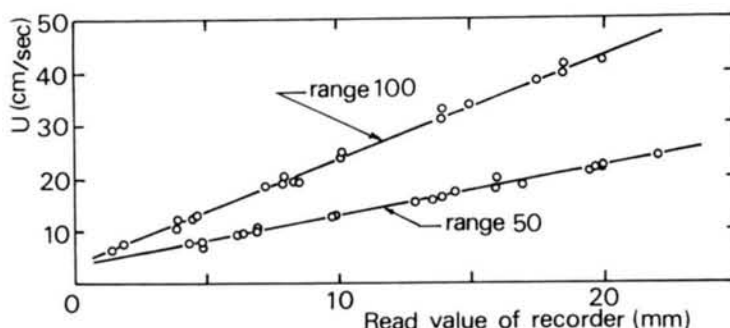


図-3.3.2 流速計の検定曲線

から求めた。なお、水粒子速度を測定する際、湾口では渦や乱れが発生するが、湾軸方向以外の速度成分を除去するために、写真-3.3.1に示したような円筒形のカバーを取り付けている。一方、プロベラ式流速計は、プロベラの回転方向による水粒子速度の正負の判別が不可能であり、写真-3.3.1のように波高計を流速計の直前に取り付け、その位相関係から水粒子速度の正負を判別した。図-3.3.3は、水粒子速度と水位変動の時間記録を示したものの一例で、水粒子速度の正負が判別できる。

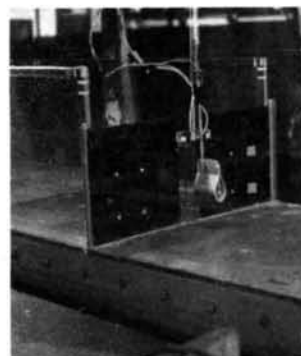


写真-3.3.1  
プロベラ式流速計および位相測定用波高計

流速計の設置水深を決めるために、簡単な予備実験を行った。すなわち、水平水粒子速度の鉛直分布を調べた。まず、防波堤開口部の中央に鉛直に径0.1mmの白金線を張って陰極とし、陽極に銅板を用いてパルス発生器<sup>0</sup>から、一定時間間隔(20ms)、一定幅(14ms)のパルスを与えると、水は電気分解されて水素気泡が発生するが、その発生気泡列を写真撮影した。写真-3.3.2は、その一例であり、水粒子速度は水面から水底まではほぼ一定であることがわ

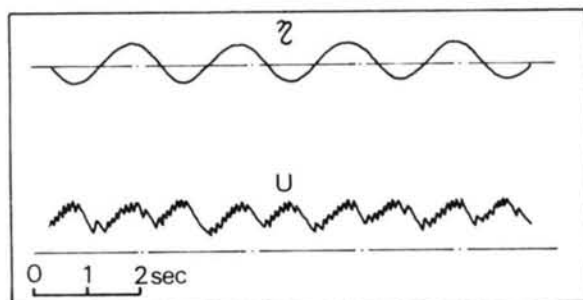


図-3.3.3 水粒子速度記録および流速計直前の波形記録

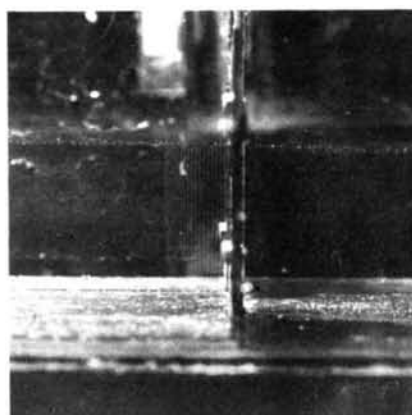


写真-3.3.2 水素気泡列

かる。開口部以外についても撮影しているが、当然のことであるが上と同様なことがいえる。このようにことから、この実験については、流速計を静水面下3cmに保ち、水粒子速度を測定して、その位置における平均水粒子速度とした。

#### (c) 渦の測定

共振時について、渦の挙動を調べるために、防波堤開口部付近にアルミ粉を散布し、水面上接写距離80cmの位置から16mmシネカメラによって、12コマ/secの速度で渦を撮影した。渦の解析は、京都大学防災研究所宇治川水理実験所のフィルムモーションアナライザーを用いて渦中心の軌跡を求めた。

### 第4節 実験結果および考察

#### 1) 共振特性

##### (a) 波高増幅率 $R$ と湾長波長比 $\ell/L$ との関係

湾軸沿いの任意点の波高と湾口を閉じたときの湾口位置における外海側の重複波高との比を波高増幅率 $R$ (以下、本章では増幅率と呼ぶ)と定義する。

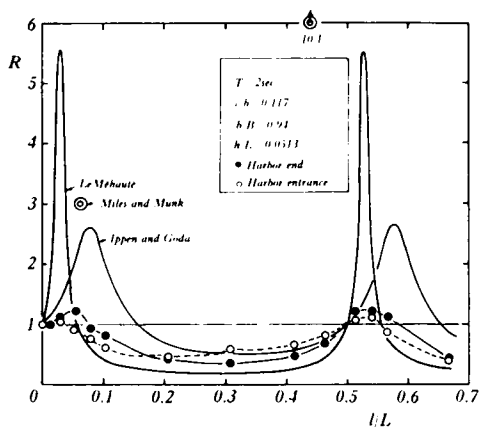
図-3.4.1は、全実験のうち、 $T=2\text{ sec}$ の場合について、湾奥および湾口における振動特性を示したものである。図中には、第2章第2節で示した代表的な理論の計算結果も併記したが、たとえば、Ippen-Goda<sup>5)</sup>およびMiles-Munk<sup>6)</sup>の理論のように、実験条件と理論の仮定とが厳密には一致していない場合もここに付記している。なお、(6)図の1次元解析<sup>7)</sup>は、次式によって計算されたものである。

$$R = \frac{1}{2\sqrt{\cos^2 k\ell + (b/B)^2 \sin^2 k\ell}} \quad (3.4.1)$$

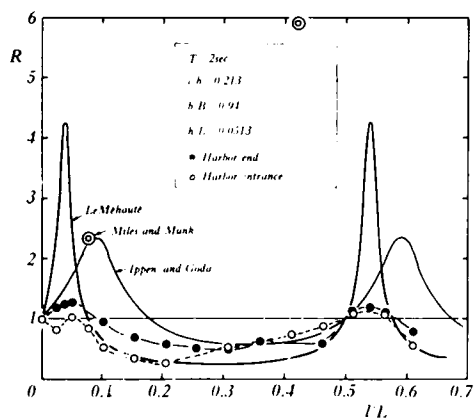
理論解析結果と実験結果を比較すると、増幅率 $R$ の極大値は、前者がはるかに大きく、諸理論における波のエネルギー逸散に関する評価が適当でないことがわかる。なお、式(3.4.1)で示される1次元解析では増幅率が実験値よりも小さくなるが、解が全開( $c=b$ )の場合に限られており、一般性がない。

港湾幅 $b$ が水槽幅 $B$ にほぼ等しい( $b/B=0.94$ )場合、ある湾長で湾奥よりも湾口の波高が大きくなることもあり、さらに、湾奥の波高が極大のとき湾口でも極大値をとり、しかも両者の値が同程度になる。このような場合には、基本モードではpumping現象が生じ、第2次モードでは、水面はあたかも閉領域の自由振動に似た振動を起こすことが実験からも確かめられた。

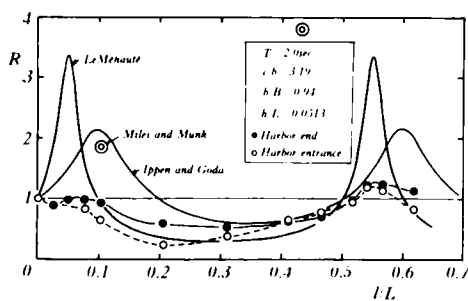
一方、 $b/B=0.2$ の場合、波高が湾奥で極大値をとるとき、湾口では極小値とならないで、 $\ell/L$ がそのときの値よりもいくぶん大きいところで極小値となっているが、これは前章で述べた湾口補正



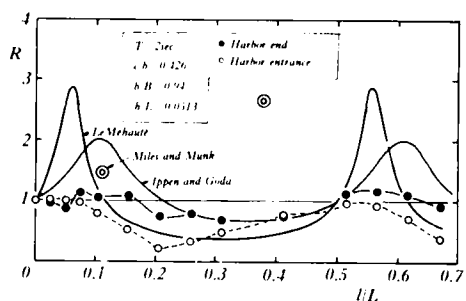
(1) Run No. 2-1



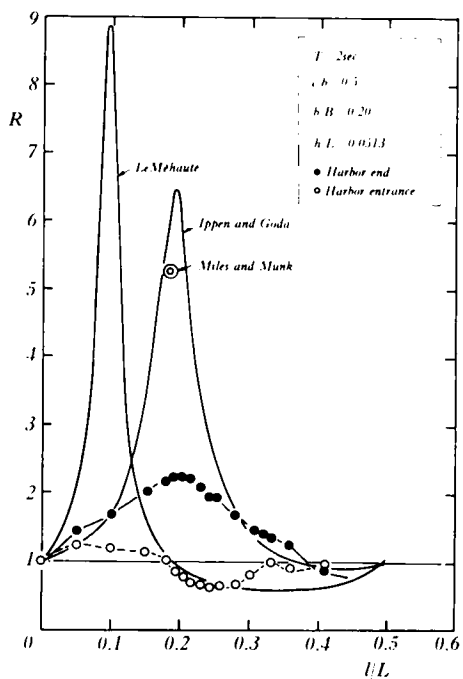
(2) Run No. 2-2



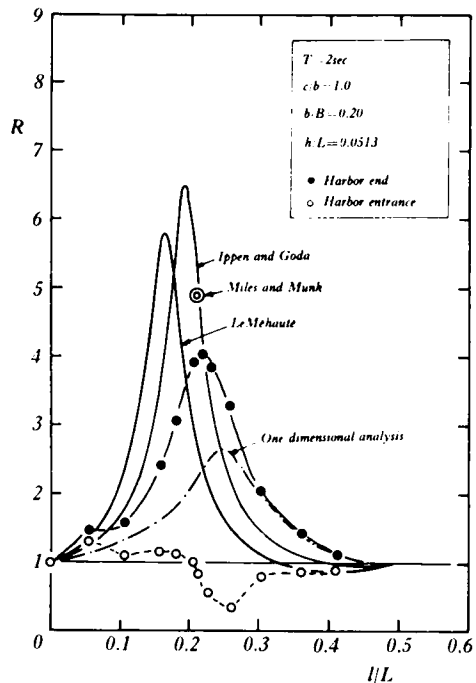
(3) Run No. 2-3



(4) Run No. 2-4



(5) Run No. 2-5



(6) Run No. 2-6

図-3.4.1 湾水の応答振動特性

の必要性を表わしている。

(b) 開口比  $c/b$  と共振時の湾長波長比  $\ell_R/L$  との関係

図-3.4.2は、 $c/b$  と  $\ell_R/L$  との関係を示したもので、相対港湾幅  $b/B$  が一定の場合、開口幅が大きくなるにつれて、共振湾長はいくぶん大きくなる。同図には、理論解の一部も示しているが、細長い湾内に防波堤を設けるような場合 ( $b/B = 0.94$ ) には、LeMéhauté の理論<sup>8)</sup> から、共振湾長を推測しうるのである。

一方、外海に相当する水槽幅に比べ港湾幅がはるかに小さい場合 ( $b/B = 0.2$ ) には、比較的長周期波になると Ippen-Goda, Miles-Munk の理論から共振湾長を推測しうると考えられるが、周期が比較的短くなると、 $c < b \ll L$  という仮定から離れるために共振湾長の推定が困難となる。

また、同図には、Merian 公式<sup>3)</sup> などから得られる共振モードも示している。すな

わち、閉鎖域および一端が開いている場合の固有周期  $T$  はそれぞれ次式で示される。

$$T = \frac{2\ell}{n\sqrt{gh}} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.4.2)$$

$$T = \frac{4\ell}{(2n-1)\sqrt{gh}} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.4.3)$$

ここに、 $n$  は節の数である。したがって、共振湾長  $\ell_R$  は無次元化すれば、上の各場合について、

$$\frac{\ell_R}{L} = \frac{n}{2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.4.4)$$

$$\frac{\ell_R}{L} = \frac{1}{4} (2n-1) \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.4.5)$$

で表わされる。

実験値とこれらの式から得られる値を比較すると、いずれも実験値の方が小さく、 $b/B$  が大きくなるほどその差が大きく、特に、 $b/B = 0.94$  の場合には、第2次モードよりも、むしろ閉鎖域の基本

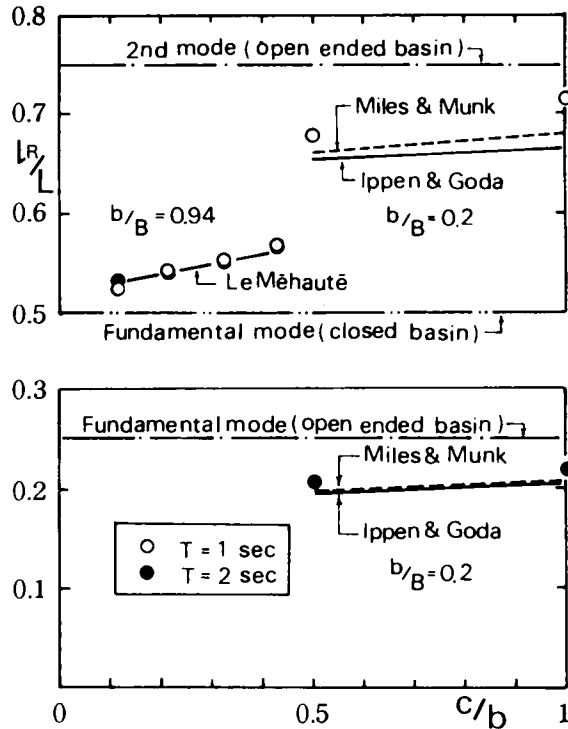


図-3.4.2  $c/b$  と  $\ell_R/L$  との関係

モードに近いことがわかる。

(c) 開口比  $c/b$  と共振時の波高増幅率  $R_R$  との関係 (*harbor paradox*<sup>6)</sup> の検討)

図-3.4.3は、 $c/b$  と  $R_R$  との関係を示したもので、実験値をみると、 $b/B = 0.94$  の場合、共振時においても増幅率は重複波 ( $R = 1$ ) よりわずかに大きくなる程度で、開口幅の影響はほとんどないが、 $b/B = 0.2$  の場合には、開口幅を小さくすると急激に増幅率が低下し、防波堤の効果が顕著となる。同図に示した理論曲線は、開口幅を小さくするとかえって  $R_R$  が増すという、いわゆる *harbor paradox* を示しているが、この実験からは、 $b/B = 0.2$  の場合には、そのような傾向はみられない。しかし、港湾幅が大きく ( $b/B = 0.94$ ) になると、この *paradox* が成立する可能性がうかがえる。

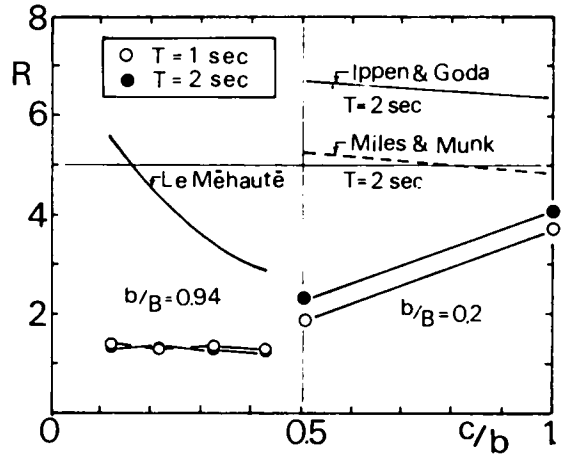


図-3.4.3  $c/b$  と  $R_R$  との関係

(b)では、 $b/B$  が小さい場合は Ippen-Goda の理論から、逆に  $b/B$  が大きくなると LeMéhaute' の理論からいずれも共振波長の推定ができることを述べたが、増幅率については、いずれの理論も適当でないことがわかる。

結局、第2章第2節1)で述べた減衰力の相違によって共振周期および増幅率が変化するということを考え合わせると、いずれの理論も妥当であるとはいえないことがこれからも強調される。

(d) 入射波高  $H_0$  の変化に伴う  
共振時の波高増幅率  $R_R$  の変化

入射波高の変化に伴って増幅率が変化するという、いわゆる波の非線形効果については、すでに樋口・吉田<sup>9)</sup>、堀川・西村<sup>7)</sup>によって指摘されている。図-3.4.4は、共振時について入射波高  $H_0$  を変化させたときの  $R_R$  の変化を示している。 $b/B = 0.2$  の場合は、 $H_0$  が大きくなるにつれて  $R_R$  の低下は開口部が全開の場合、かなり急激なようであるが、 $b/B = 0.94$  の場合は、波高変化による  $R_R$  の変化は小さいことがわかる。

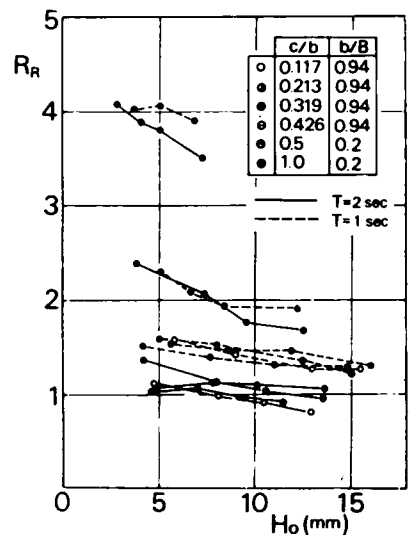


図-3.4.4  $H_0$  と  $R_R$  との関係



## 2) 共振時における港湾内の波高分布および水平水粒子速度分布

図-3.4.5は、共振時における港湾内の湾軸沿いの波高分布（下図）および水粒子速度分布（上図）を無次元化して示したものの若干例である。横軸は、湾奥で $x=0$ をとっているので湾口から任意点

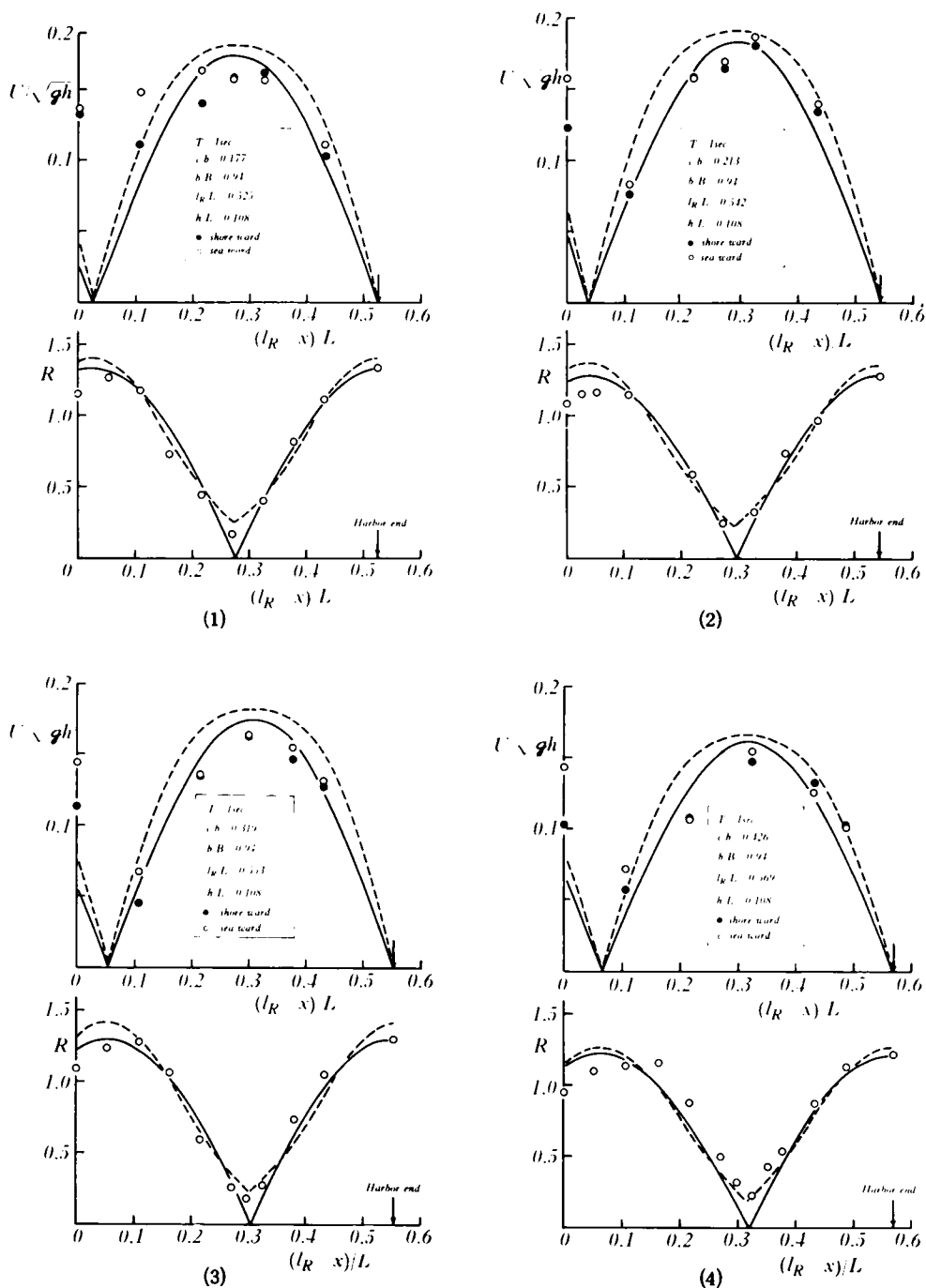
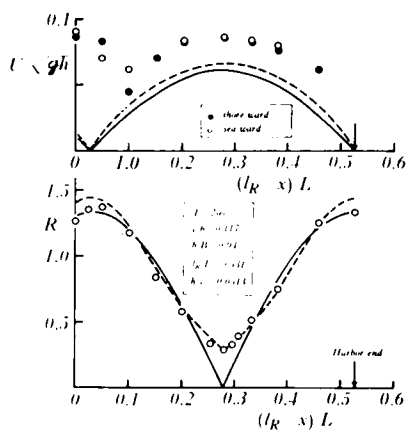
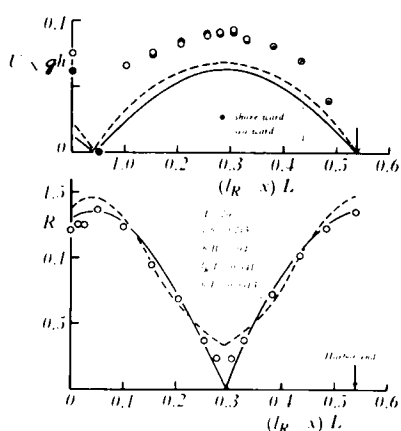


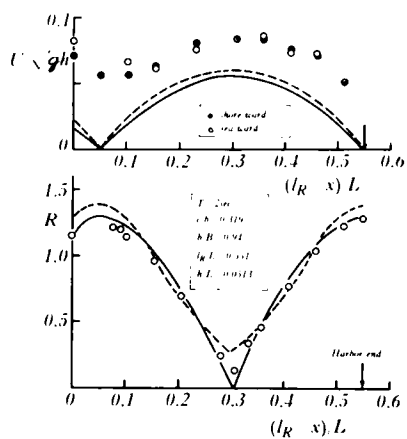
図-3.4.5



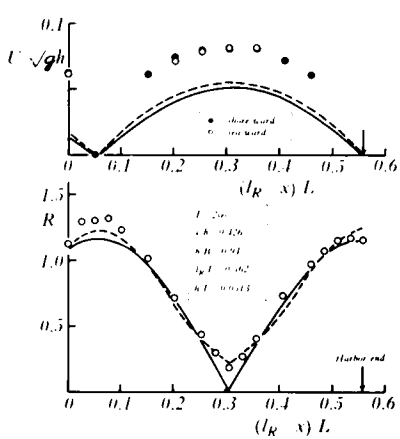
(5)



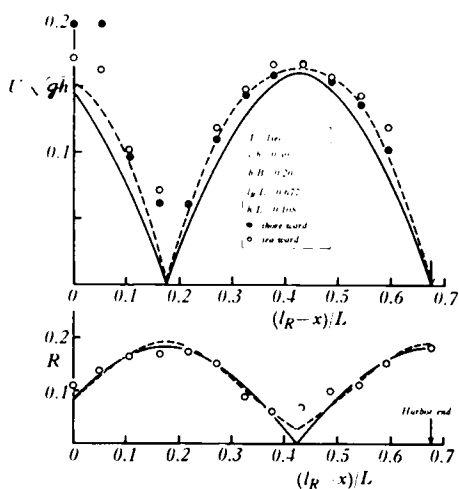
(6)



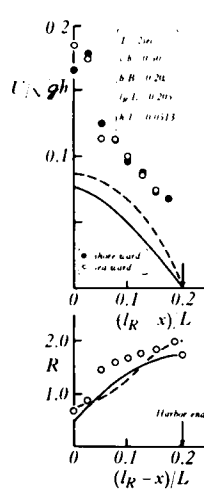
(7)



(8)



(9)



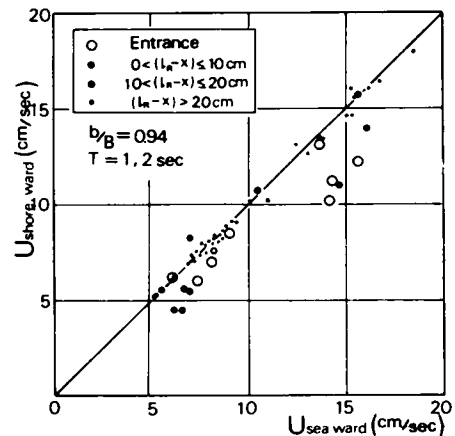
(10)

図一 3.4.5 共振時における波高分布および水平水粒子速度分布

の距離 ( $l_n - x$ ) を波長  $L$  で無次元化したものである。縦軸の  $R$  は、波高増幅率の定義と同様に、港湾内の任意点の波高と湾口を閉じたときの外海側の湾口位置における重複波高との比、また水粒子速度  $u$  は長波の波速  $\sqrt{gh}$  で無次元化している。図中の実線および破線は、それぞれ第2節で示した微小振幅および有限振幅重複波理論による計算値である。また、水粒子速度分布の(○)印および●印は、それぞれ冲向きおよび岸向きを表わしている。

まず、波高分布について考察する。各周期の場合とも開口部近傍を除けば全般的に有限振幅重複波理論とよく一致することがわかる。有限振幅波理論では、式(3.2.10)で示したように、湾奥から  $1/4$  波長の位置でも有限値をもつが、図からもこの傾向がよくあらわれている。このことは、共振時に増幅率がある程度小さい場合でも非線形効果が顕著になることを示唆するもので、実験に用いた入射波が微小振幅波で近似される波であっても、共振時にはもはやその理論が十分には適用できなくなることを意味している。

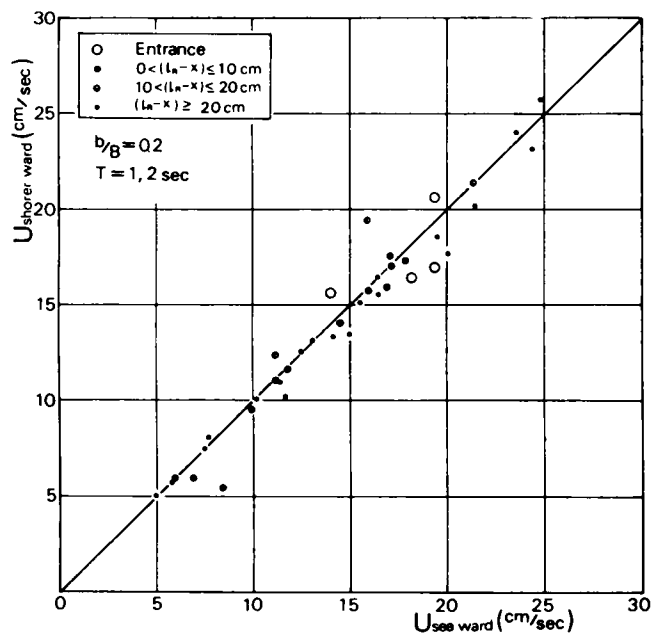
一方、水粒子速度分布をみると、 $T = 1$  sec の場合は、開口部近傍以外は、ほぼ実験値と計算値が精度は劣るものの同程度になるが、 $T = 2$  sec の場合には、実験値の方が一様にかなり大きくなっている。この原因について、流速計の検定するとき、水粒子速度が約  $7 \text{ cm/sec}$  ( $U/\sqrt{gh} \doteq 0.07$ ) 以下では検定できなかったため水粒子速度がそれよりも大



(1)

きい場合の検定曲線から外挿したことで、流速計が回転しなくなる限界の流速は約  $3 \text{ cm/sec}$  ( $U/\sqrt{gh} \doteq 0.03$ ) 程度であることなども理由として考えられるが、水粒子速度がかなり大きな場合でも計算値と異なっているため、その原因は明らかでない。

図-3.4.6は、水粒子速度に関する実験について、冲向きおよび岸向きに分類して、それらの大きさを比較したものである。図の(1)は  $b/B = 0.94$  の場合で、図-3.4.5からわかるように振動モードは、 $T = 1$  sec,  $T = 2$  sec とともにほぼ同じようになり、開口部に近いほど冲向きの水粒



(2)

図-3.4.6 冲向きおよび岸向き水粒子速度の比較

子速度と岸向きのそれとは異なり、開口部から離れると両者はほぼ等じくることがわかる。また、開口部付近では、岸向きに比べ沖向きの水粒子速度の方が大きくなる。図の(2)は、 $b/B = 0.2$  の場合で、 $T = 1 \text{ sec}$  と  $T = 2 \text{ sec}$  の場合では、振動モードは異なるが、両者とも開口部付近で水粒子速度は最大値に近い値をとるので図の(1)と同じように同一図面に描いた。この場合も、開口部近傍では、沖向きと岸向きの水粒子速度は、全般的には沖向きが大きくなるが、開口部で必ずしも沖向きが大きいといえることはできない。したがって、振動モードの相違によって開口部の水粒子特性が変化するのは興味深い。

いずれにしても、開口部 ( $x = \ell_R$ ) の水粒子速度は、 $T = 2 \text{ sec}$  の場合のように、湾内での理論値より実験値が大きくなる分を差し引いても理論値よりもはるかに大きくなる。この問題については後述するが、波高変化は、開口部近傍でもほぼ重複波理論に従うにもかかわらず、水粒子速度の変化は、その理論を開口部まで拡張できないことであり、開口部近傍の波の特性を水位変化だけでなく、内部機構についても明らかにしなければならないことを物語っている。

### 3) 湾奥波形

2) で、港湾内の波高は有限振幅重複波理論で近似できることを述べたが、湾奥における波形の時間変化の一例を図-3.4.7に示した。横軸は、時間  $t$  と周期  $T$  の比、縦軸は、静水面からの水位  $\eta$  と湾奥の波高  $H_{st}$  との比である。実測波形は、若干非対称になる場合もあるが、静水面からの波の峯が谷よりも大きくなり、有限振幅波として取り扱ってもよいことがわかる。

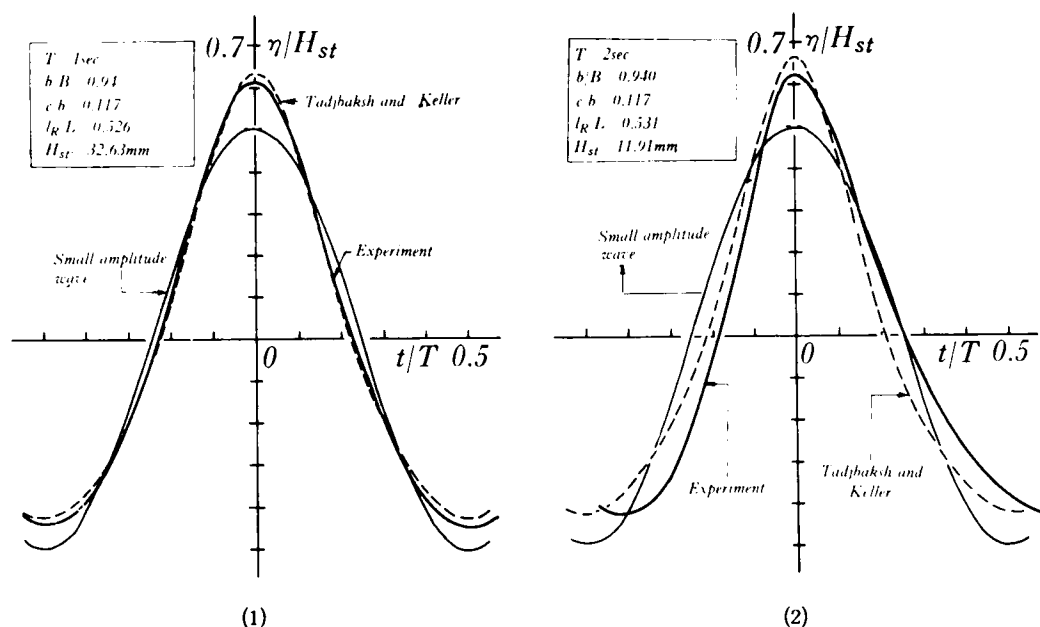


図-3.4.7 共振時の湾奥波形

#### 4) 防波堤開口部における水平水粒子速度特性

##### (a) 開口比 $c/b$ の変化に伴う水粒子速度 $U/\sqrt{gh}$ の変化

図-3.4.8は、 $c/b$  と開口部の水粒子速度との関係を、冲向きおよび岸向きに分類して比較したものである。図中には、重複波理論から得られる開口部の水粒子速度も参考のために記している。

2) で述べたように、開口部の水粒子速度は理論計算結果よりもはるかに大きく、 $c/b$  の変化による  $U/\sqrt{gh}$  の変化の傾向はほぼ逆になる。いま、岸向きの水粒子速度を考え、一例として  $b/B = 0.94$ 、 $T = 1 \text{ sec}$  の場合をみると、重複波理論では開口幅が小さい方が水粒子速度も小さくなるが、実

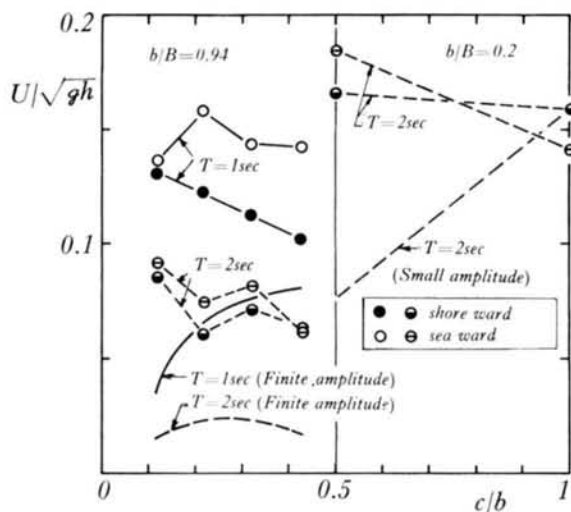
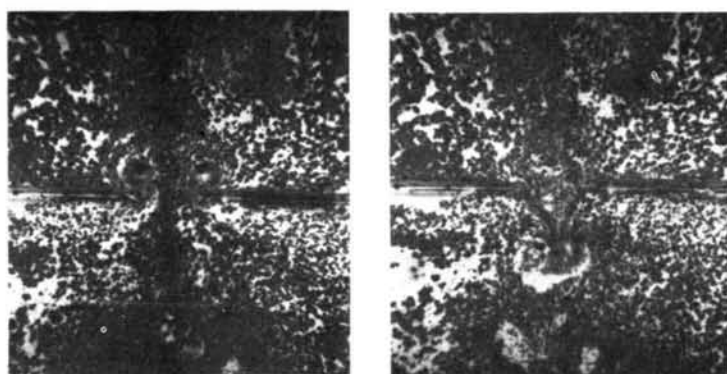


図-3.4.8  $c/b$  と  $U/\sqrt{gh}$  との関係

験値は全く逆の傾向を示す。このようなことから、開口幅が小さくなると、開口部を通過する波は港湾内外の水位差による流れの状態で港湾内に侵入し、水粒子速度が大きくなったものと考えてよいであろう。開口幅が大きくなるにつれて、港湾内外の水位差による流れの効果が顕著でなくなり、波としての効果が支配的になるものと思われる。その他の例からも、おおよそ上述の考え方が裏付けされる。特に、 $b/B = 0.2$ 、 $T = 2 \text{ sec}$  の場合には、開口部近傍でモードの節に近い状態となり、波の水平水粒子速度も大きくなるが、開口幅を小さくすると前述の流れの効果も加わって計算値よりも極端に大きくなると考えられる。

一方、写真-3.4.1は、開口部にアルミ粉を散布して波の挙動を調べたものの一例であるが、(1)は岸向き、(2)は冲向きの流れの様相を示している。港湾内へ侵入するときは比較的ゆるやかに渦が発生するが、冲向きの流れでは外海へ噴出するような現象がみられ、この



(1) 岸向き

(2) 冲向き

写真-3.4.1 防波堤開口部近傍の様相

ような原因によって冲向きと岸向きの水粒子速度は異なる場合が生じたことも考えられる。

## (b) 入射波高 $H_0$ の変化に伴う水粒子速度 $U$ の変化

図-3.4.9は、 $T=2\text{ sec}$  の場合について、種々の開口比  $c/b$  に対する入射波高  $H_0$  と防波堤開口部の水粒子速度  $U$  との関係を示したものである。 $b/B=0.2$  と  $b/B=0.94$  では振動モードが異なるが、 $b/B=0.2$  の場合のように開口部近傍で振動モードの節に近い状態になると、開口幅が小さくなるに伴い  $U$  は増加し、入射波高の影響を受けやすくなる。一方、 $b/B=0.94$  の場合のように開口部で振動モードの腹に近い状態では、開口幅がある程度以上大きくなると、 $U$  はたいして入射波高の影響を受けないことがわかる。

上述したことから、図-3.4.4に示した入射波高と共振時の増幅率との関係を考え合わせると、湾水振動の特性は、 $b/B$  が大きくなれば入射波高の変化による影響は小さくなるが、 $b/B$  が小さい場合には、波高の影響が顕著になり非線形効果が重要となるであろう。

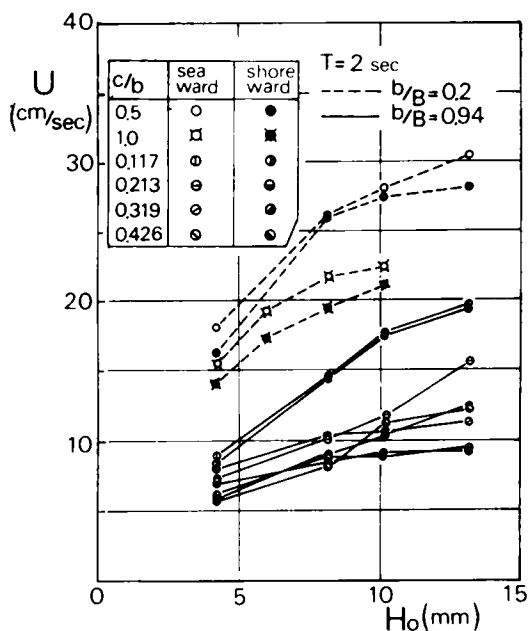


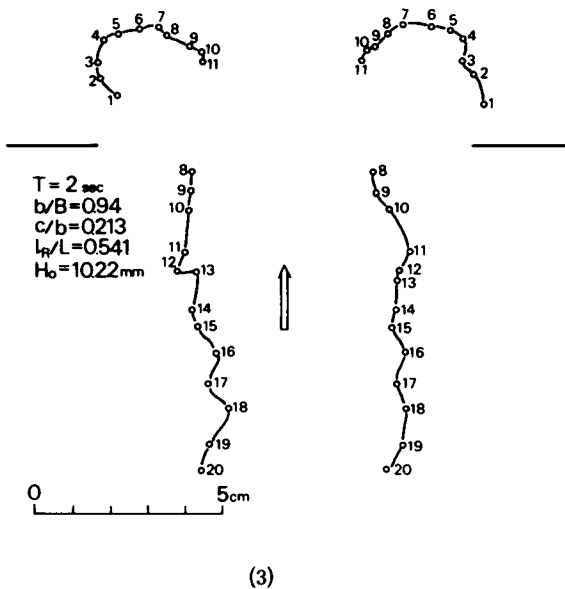
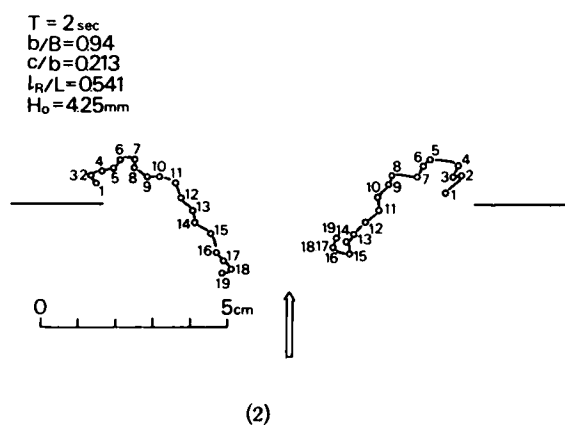
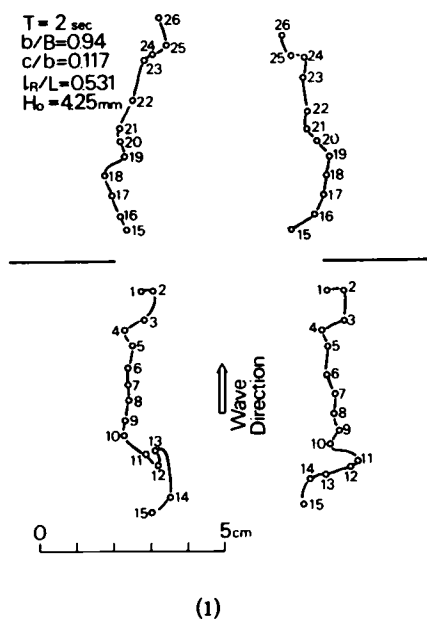
図-3.4.9  $H_0$  と  $U$  との関係

## 5) 防波堤開口部における渦の挙動

防波堤開口部に生じる渦の挙動は、相対港湾幅  $b/B$ 、開口比  $c/b$  および入射波高  $H_0$  の大きさなどによって、複雑な様相を呈し、その特性を把握することは非常に困難である。しかし、渦によって開口部の実質幅員が小さくなるために<sup>10)</sup>、湾水振動は渦による影響を大きく受けることが予想されるので、ここでは、渦の挙動について考察する。

図-3.4.10は、フィルムモーションアナライザーによって解析した  $b/B=0.94$ 、 $T=2\text{ sec}$  の場合の渦中心の軌跡を求めたものの若干例である。図中の数字は、渦が発生し始めた時刻から順次  $1/12\text{ sec}$  後の位置を示しており、本例では、1から13までが1周期を表わすことになる。なお、各点の間隔が大きいほど渦の進行速度が大きいことになる。

$c/b$  が小さい図の(1)の場合は、港湾内外でかなり鮮明な渦がみられ、港湾内に侵入した渦対はしばらく後に1個に合流して乱れを伴いながら消滅する。 $c/b$  がいくぶん大きい図の(2), (3)の場合には、港湾内へ侵入するが、(1)の場合のように港湾内では消滅しないで再び湾外へ放出される。また入射波



高が大きくなると湾外へ湾軸に平行に進む渦がみられるようになる。さらに,  $c/b$  がこれ以上大きくなると, 図の(4)のように防波堤の突端近傍にのみ渦が発生し, その上に入射波高が大きくなれば, 図の(5)のように湾外に複雑な挙動をする渦が現われる。しかし, その生存時間は短かいようである。以上は渦中心の軌跡だけを述べたが, 次に, 防波堤開口部で発生した渦が, どの程度港湾内に進行して消滅するかについて調べる。

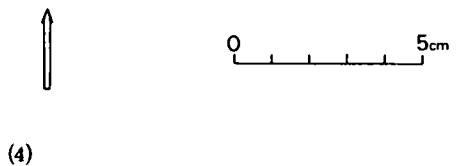
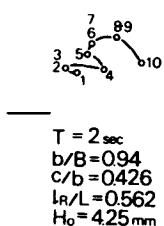


図 - 3. 4. 11  
は, 非常に雑な整理であるが,

図 - 3. 4. 10

$b/B = 0.94$ ,  $T$   
 $= 2 \text{ sec}$  の場合

について、湾口  
 から測定した図  
 - 3. 4. 10 にお  
 ける渦中心の港  
 湾内への侵入長  
 $\ell_e$ , および図 -  
 3. 4. 5 から求め  
 られる水粒子速

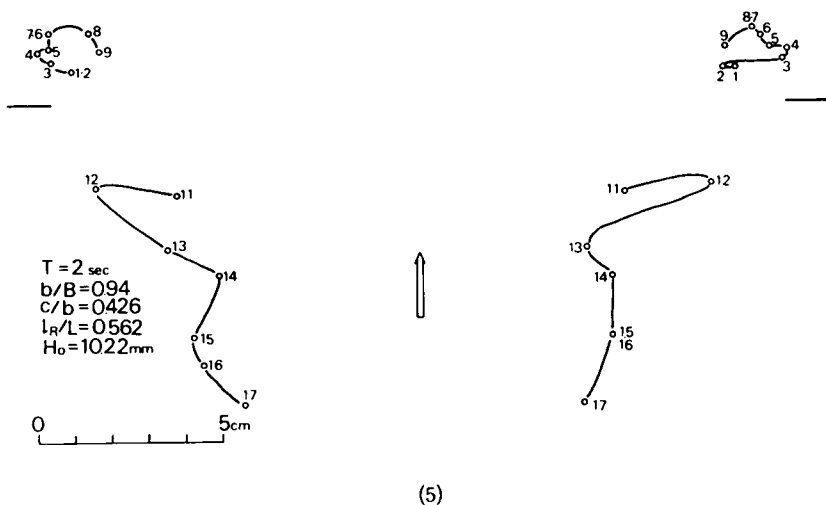


図 - 3. 4. 10 防波堤開口部付近に発生する渦中心の軌跡

度が冲向きと岸  
 向きとでかなり異なる点までの湾口からの距離  $\ell_u$  と開口幅  $c$   
 との関係を示したものである。図から、 $c$  が大きくなるにつれ  
 て、港湾内へ侵入する渦の侵入程度は減少する傾向がみられ、  
 水粒子速度の測定から得られる冲向きおよび岸向きで水粒子速  
 度が異なる点までの距離と開口幅の関係との相関があることが  
 わかる。両者の相違については、 $\ell_e$  が渦中心の軌跡から求め  
 たものであるから、渦が消滅したあとにはかなりの乱れが残る  
 ことを考えれば理解されるが、これらの乱れは開口幅が小さく  
 なるほど大きいので、それが  $\ell_u$  と  $\ell_e$  との差として現われてい  
 るものと思われる。

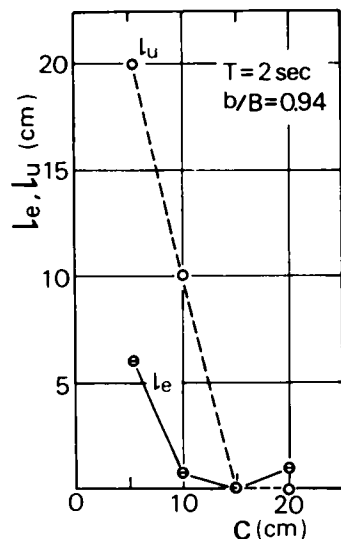


図 - 3. 4. 11  
 $c$  と  $\ell_e$  および  $\ell_u$  との関係

## 第5節 結 語

以上、第3章においては、工学的に最も重要な湾水の共振状態をあらかじめ実験的に設定して、港  
 湾内の波浪の特性を把握しようとしたもので、第2節では、共振時に港湾内では定常波が生じるため、  
 その特性を示す微小振幅および有限振幅重複波理論による水位変動および水平水粒子速度に関する解  
 を示し、有限振幅重複波理論では、湾奥から  $1/4$  波長の位置でも波高が 0 にならないことを示した。



第3節では、実験装置および実験方法について説明し、得られた結果を第4節に示したが、要約すれば次のとおりである。

まず、共振特性については、従来の理論から得られる応答振動曲線は全般的に実験値と合わないことを指摘するとともに、実験結果から、港湾幅  $b$  と外海に相当する水槽幅  $B$  がほぼ等しい ( $b/B = 0.94$ ) 場合、共振時の基本モードでは湾水全体が昇降する pumping 現象を起こし、第2次モードでは、湾口でも節に近い状態とならないで、むしろ閉領域の基本モードに似た振動モードが生じ、共振制御における防波堤の効果はほとんどないことがわかった。このような場合の共振湾長  $\ell_R$  と開口幅  $c$  との関係は、LeMéhauté の理論からほぼ推定できることが確かめられた。一方、外海の水槽幅に比べ港湾幅が小さい ( $b/B = 0.2$ ) 場合には、共振時に湾口部で節に近い状態となるが、さらに湾口補正が必要となることが明らかになり、共振湾長と開口幅との関係は、比較的長周期になると Miles—Munk および Ippen—Goda の理論から推定しうが、周期が短くなるとは推定が困難であることがわかった。

harbor paradox については、 $b/B$  が小さい場合には成立しなくなり、開口幅を小さくすることによって波高減少効果があらわれるが、 $b/B$  が大きくなると harbor paradox が成立する可能性もあることがわかった。しかし、いずれの理論についても波高増幅率は推定できないことがあらためて実証できた。

湾水振動に及ぼす入射波高の影響を調べた結果、 $b/B$  が小さい場合には、入射波高の影響は大きく無視しえないが、 $b/B$  が大きくなると入射波高の変化によって湾水振動の特性は大きく左右されることが明らかになった。

共振時における港湾内の波高分布および水平水粒子速度分布を考察して、波高分布については、開口部近傍までは有限振幅重複波理論で近似できることが確かめられたが、水粒子速度については、開口部近傍になるとその理論が適用できなくなり、開口部における波の特性を水位変動のみで議論することに問題があることを指摘した。

さらに、特に開口部の水粒子速度の特性をとりあげて検討した結果、開口幅が小さい場合には、港湾内外の水位差による流れに支配され、開口幅が大きくなると波のもつ水平水粒子速度成分が支配的となることを明らかにした。また、振動モードの形状の相違から、開口幅が比較的小さく、開口部で振動モードの節に近い状態になると、波による水平水粒子速度が大きい上に、港湾内外の水位差による流れの効果が加算されることがわかった。

ついで、防波堤開口部に生じる渦の挙動を詳細に調べた結果、開口幅が小さい場合には、港湾内外で鮮明な渦対を生じ、湾奥部へ向うにつれて渦対は合流し大きな乱れを伴うが、開口幅が大きくなるにつれて防波堤の先端のみに渦は発生し、渦の生存時間も短くなる。また、波高が大きくなれば、開口部で渦の発生する機会が多くなることが明らかになった。

以上のような成果を得たが、これらのことから、湾水振動に関して波のエネルギー逸散を明確にすべきであるという研究方向が明らかになった。

## 参 考 文 献

- 1) Tadjbaksh, I. and J. B. Keller : Standing surface waves of finite amplitude, Jour. Fluid Mech., vol. 8, part 3, pp.442 - 451, 1960.
- 2) 岩垣雄一・石田 昭 : 波起こし機によって起こした不規則波の特性, 第 16 回海岸工学講演会講演集, pp.29 - 34, 1969.
- 3) たとえば, Ippen, A.T. : Estuary and coastline hydraulics, McGraw-Hill, Chap.7, p.287, 1966.
- 4) 岩垣雄一・酒井哲郎 : 有限振幅波の水粒子速度に関する実験, 第 16 回海岸工学講演会講演集, pp.15 - 21, 1969.
- 5) Ippen, A.T. and Y. Goda : Wave induced oscillations in harbors ; the solution for a rectangular harbor connected to the open sea, Hydrodynamics Lab., M. I. T., Rep. No. 59, July, 1963.
- 6) Miles, J. W. and W. Munk : Harbor paradox, Proc. ASCE, vol.87, WW3, pp.111-130, Aug., 1961.
- 7) 堀川清司・西村仁嗣 : 津波防波堤の効果について, 第 16 回海岸工学講演会講演集, pp.365 - 369, 1969.
- 8) LeMéhauté, B. : Theory of wave agitation in a harbor, Proc. ASCE, vol.87, HY2, pp.31 - 50, March, 1961.
- 9) 樋口明生・吉田幸三 : 名古屋港の水位変動の特性について, 第 9 回海岸工学講演会講演集, pp.34 - 37, 1962.
- 10) 堀川清司・首藤伸夫・西村仁嗣 : L 字形湾の振動特性について(2), 第 15 回海岸工学講演会講演集, pp.236 - 242, 1968.

## 第4章 湾水振動の減衰に関する研究

### 第1節 概 説

湾水振動について問題となる共振時の波高増幅率および共振周期を規定するものは、湾水という流体振動系における波のエネルギー逸散量であることはすでに述べた。第3章では、実験的に共振状態を設定して、共振時の波の挙動について詳細に調べ多くの興味ある成果が得られたが、依然として波のエネルギー逸散量の把握という問題が残された。

一般に、湾水振動における波のエネルギー逸散形態には、内部粘性、境界摩擦、防波堤開口部における渦や乱れによる波のエネルギー逸散を含む湾口から湾外へ放出される波のエネルギー逸散などが考えられる。

これらの諸量のうち、内部粘性による波のエネルギー逸散について、あらかじめ若干の考察を加えておこう。

波を微小振幅波とした場合の内部粘性による波高減衰は次式で示される<sup>1)</sup>

$$\frac{H}{H_i} = \exp(-\epsilon_i \cdot \frac{x}{L}) \quad (4.1.1)$$

ただし、

$$\epsilon_i = \frac{8\pi^2 k \sinh 2kh}{\beta^2 L (\sinh 2kh + 2kh)} \quad (4.1.2)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi}{\nu T}} \quad (4.1.3)$$

であり、 $\nu$ ：動粘性係数、 $x$ ：波の進行方向の距離、 $H_i$ ： $x=0$ での初期波高、 $H$ ：減衰波高、 $h$ ：水深、 $k=2\pi/L$ 、 $L$ ：波長、 $T$ ：周期である。

図-4.1.1は、 $\epsilon_i$ の特性を調べるために、周期 $T$ をパラメータにして、水深波長比 $h/L$ と $\epsilon_i$ との関係を示したものである。 $h/L < 0.1$ では $h/L$ の減少とともに $\epsilon_i$ が急激に大きくなるが、 $h/L > 0.1$ では $h/L$ が変化しても $\epsilon_i$ の値はあまり変化せず、値そのものも小さい。また、同じ $h/L$ であっても $T$ が大きくなるにつれて $\epsilon_i$ は小さくなることがわかる。ところで、湾水振動を議論する場合には、長周期波が前堤となるのが普通であり、その場合、 $h/L < 0.05$ と考えてよく、この領域では $\epsilon_i$ の変化率が非常に大きくなる。式(4.1.1)をみると、同じ $h/L$ では、 $\epsilon_i$ が大きくなるほど $H/H_i$ が小さくなり、波高減衰は大きいことがわかる。しかし、実際に $T=1\sim 3$  sec、 $h=10\sim 30$  cm ( $h/L=0.0339\sim 0.2186$ )の範囲で計算すると、初期波高の設定位置から20波長離れた地点でも、波高減衰は0.4%以下であり、この効果は全く無視しうることが明らかである。

したがって、問題は内部粘性以外の諸量に関して湾水振動への貢献度を明確にする必要がある。すなわち、種々の波のエネルギー逸散量のうち、まず、それらがどのような割合で湾水振動の共振特性に影響を及ぼしているか、について明らかにすることが重要な課題となるであろう。

本研究は、このような観点から波高減衰特性を詳細に検討することによって、波のエネルギー逸散量の形態の相違による湾水振動への貢献度を調べたもので、特に波のエネルギー逸散が最大となると考えられる共振時について詳細な考察を行う。

まず、第2節では、波高減衰に関する実験装置および実験方法について述べ、第3節では、境界摩擦による波高減衰について進行波および重複波の場合に対し理論的、実験的に考察する。ついで第4節では、共振時に外海からの波のエネルギーの供給がない場合について、基本モードおよび第2次モードに対する湾水振動系全体の波のエネルギー逸散による波高減衰の特性を調べる。第5節では、波のエネルギー逸散形態の相違による、それらの諸量の湾水振動への影響および貢献度について明らかにする。最後に、第5節では、以上得られた成果をまとめて結語とする。

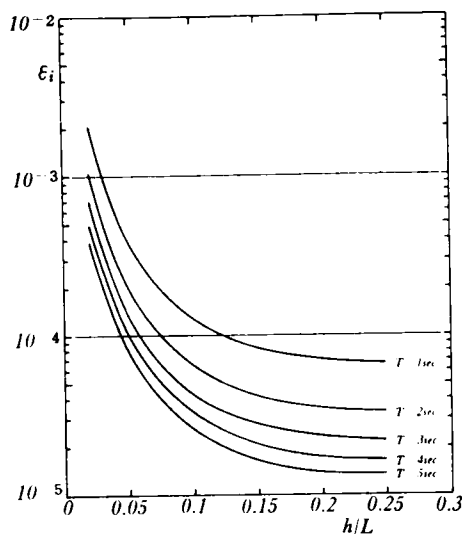


図-4.1.1  $\epsilon_i$  と  $h/L$  との関係

## 第2節 波高減衰に関する実験

### 1) 実験装置

実験は、徳島大学工学部土木工学教室屋外に設けられた、長さ30 m、幅1 m、深さ90 cmの片面ガラス張り2次元造波水槽に図-4.2.1で示すようなアクリル製港湾模型を造波板から18.5 mの位置に設置して行った。造波機は、上端がヒンジの pendulum 型である。全実験を

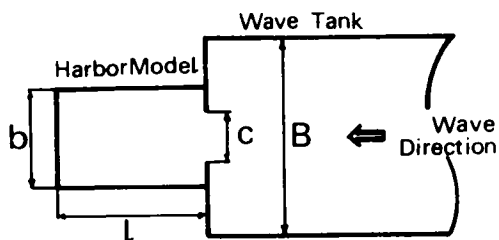


図-4.2.1 港湾模型

通じて周期 $T$ および水深 $h$ は一定とし、湾長を自由に変えるようにした。

波高計は電気抵抗線式波高計を用い、波形記録はペン書きオッシログラフを使用している。表-4.2.1は、この実験に用いた実験諸元を示したもので、実験的に求めた共振湾長 $\ell_R$ も併記している。

表-4.2.1 実験諸元

Run No.	$B$ (cm)	$b$ (cm)	$c$ (cm)	$T$ (sec)	$h$ (cm)	Res. harbor length $\ell_R$ (cm)		$b/B$	$c/b$
						fundamental	2nd		
1-1	100	10	2	2	15	10		0.1	0.2
2			4			30			0.4
3			6			45			0.6
4			8			47.5			0.8
5			10			50			1.0
2-1	100	20	4	2	15	10	130	0.2	0.2
2			8			30	170		0.4
3			12			40	172.5		0.6
4			16			42.5	177.5		0.8
5			20			45	182.5		1.0
3-1	100	30	6	2	15	20	130	0.3	0.2
2			12			24	142.5		0.4
3			18			32.5	170		0.6
4			24			40	177.5		0.8
5			30			45	175		1.0
4-1	100	50	10	2	15	10	130	0.5	0.2
2			20			20	137.5		0.4
3			30			27.5	145		0.6
4			40			40	175		0.8
5			50			50	180		1.0

## 2) 実験方法

### (a) 実験手順

- (1) 各港湾幅について、それぞれの開口幅に対する基本モードおよび第2次モードの共振湾長を実験的にあらかじめ求めておき、それぞれの共振湾長の場合についてのみ以下の実験を行う。
- (2) 造波板を7～8回作動させた後、造波板を停止させる。そのとき、港湾内で波は共振状態に達するが、造波板停止後はエネルギーの供給がないために、港湾内の波高は減衰をはじめる。この間、湾口および湾奥における波形をペン書きオッシログラフに記録する。なお、造波板停止はレコーダーのマーカによって同紙に記録しておく。
- (3) (2)と同様な方法で湾水が共振状態に達すると、ただちに開口部を閉じ閉領域の減衰波形も記録する。

## (b) 減衰波高

開口部をもつ場合、外海からのエネルギーの供給が断たれると、共振状態すなわち湾水運動のエネルギー平衡の状態がくずれ、開口部から外海へ波のエネルギーが逸散するとともに、底面や側壁の摩擦によって港湾内の波高は減衰をはじめる。

図-4.2.2

は、波高減衰の様相を示した記録の一例であるが、ここで問題とな

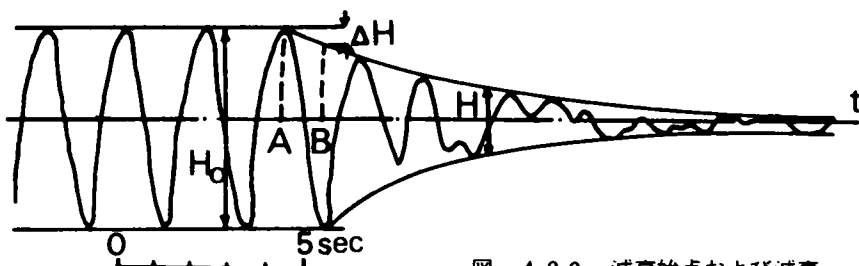


図-4.2.2 減衰始点および減衰波高の取り方

るのは波高減衰始点の判定で、たとえば、A点とB点では $T/2$ だけ位相がずれ、波高も $\Delta H$ の差が生じる。そこで、まず実験波の波速を用いて造波板から港湾内の測点までの到達時間を求め、(a)で述べた造波板停止のマーク以後の時間内に含まれる波を除去することにした。しかし、造波板は電源スイッチを切るとただちに停止するわけではなく、わずかではあるが造波板もふれるので、その影響も考慮してA点をもって減衰波高の始点( $t=0$ )として解析した。開口部をもつ場合の減衰波形はかなりの乱れが生じるため、その包絡線から波高を求めることにした。

一方、開口部を閉じた場合について、基本モードでは湾長に比べ港湾軸が大きくなると、水面全体が昇降する

pumping  
現象<sup>2)</sup>が生じ、開口部を閉じると

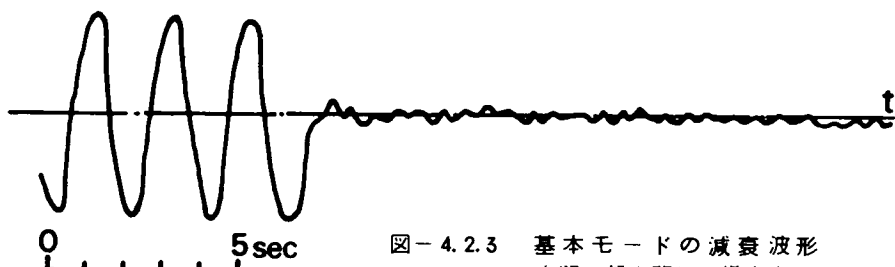


図-4.2.3 基本モードの減衰波形  
(開口部を閉じた場合)

図-4.2.3  
に示すよう

に、急激に波高は低減し自由振動が得られないので、以下の議論から除き、第2次モードのみを対象とすることにした。

## 第3節 境界摩擦による波高減衰

港湾内に侵入した波は、境界摩擦によるエネルギー逸散によって波高を減じるが、本節では、進行

波の状態における波高減衰について簡単に述べ、その後共振時における波高減衰に詳細な検討を加えて、境界摩擦による波高減衰の特性を明らかにする。

## 1) 進行波における境界摩擦による波高減衰

波を微小振幅波として、層流境界層理論に基づく長方形造波水槽の底面および側壁摩擦による波高減衰は次式で示される。<sup>5)</sup>

$$\frac{H}{H_i} = \exp \left( -K \varepsilon_{(b+w)} \frac{x}{L} \right) \quad (4.3.1)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{(b+w)} &= (1 + \Psi) \varepsilon_b \\ \varepsilon_b &= \frac{4\pi^2}{\beta L (\sinh 2kh + 2kh)} \\ \Psi &= \frac{\sinh 2kh}{kb} \\ \beta &= \sqrt{\frac{\pi}{\nu T}} \end{aligned} \right\} \quad (4.3.2)$$

であり、 $b$  は水槽幅である。

なお、式(4.3.1)の $K$ は理論上1であるが、実験結果と比較した結果では1.4という値をとる定数である。<sup>3), 4)</sup>

図-4.3.1は、式(4.3.1)において $K=1.4$ とした計算結果の一例で、水深が浅く、周期が長く、水槽幅が小さくなるほど波高減衰が大きくなることを示している。ただ湾水振動を議論する場合の湾長を考えれば、共振の第2次モードでも $x/L < 1$ であり、港湾に侵入した波が湾奥に到達するまでの間で、境界摩擦による波高減衰はほとんど期待できないといえるであろう。また、図から

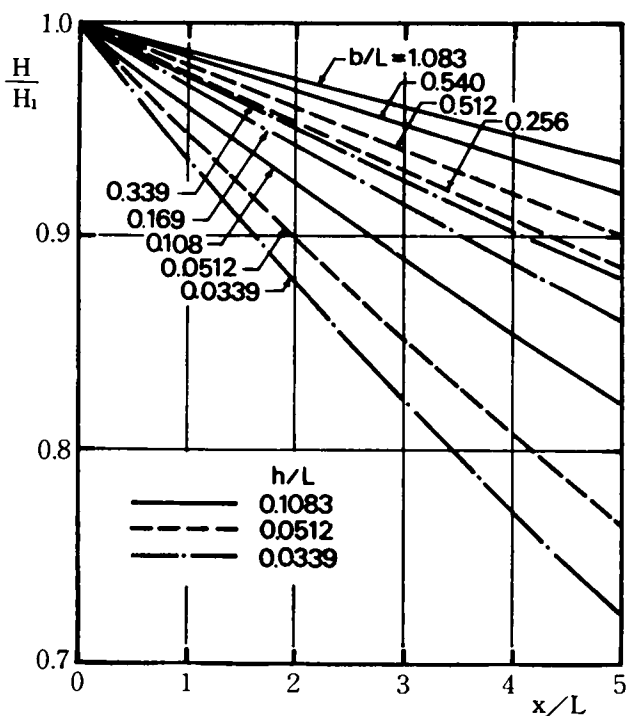


図-4.3.1 境界摩擦による進行波の波高減衰

もわかるように、境界摩擦による波高減衰は縮尺効果が大きく、模型実験などを行う場合には、現地よりも境界摩擦の影響を過大に見積るおそれがあることに注意すべきであろう。

一方、乱流境界層が発達する場合の底面摩擦による波高減衰については、Bretschneider-Reid<sup>5)</sup>が次式を導き、減衰波高を求める図表を作製している。

$$\frac{H}{H_i} = \left\{ \frac{64}{3} \frac{\pi^3}{g^2} \left( \frac{f H_i x}{h^2} \right) \left( \frac{h}{T^2} \right)^2 \frac{K_s^2}{\sinh^3 k h} + 1 \right\}^{-1} \quad (4.3.3)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} K_s &= \sqrt{\frac{1}{2n} \cdot \frac{C_0}{C}} \\ n &= \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.3.4)$$

であり、 $K_s$ は浅水係数と呼ばれている。ここに、 $C_0$ : 深海波の波速、 $C$ : 波速、 $f$ : 摩擦係数である。

式(4.3.3)には側壁の摩擦効果は考慮されていないが、たとえば、実験波としては極端な $T=3$  sec,  $h=10$  cm, 初期波高 $H_i=1$  cmとすると、約10波長( $x=30$  m)離れた点における波高減衰は約10%となり、約1波長( $x=3$  m)離れた点では2%程度であって、いずれにしても湾水振動を考察する場合に、波の進行に伴う境界摩擦による波高減衰は期待できないことがわかる。

## 2) 共振時における境界摩擦による波高減衰

Keuleganは、水槽幅 $b$ 、長さが波長 $L$ の $\frac{1}{2}$ に等しい長方形水槽内の重複波の波高減衰を、底面および水槽壁面近くの層流境界層内の境界摩擦と内部粘性によるものであると考え、有限振幅波の第2次近似解を用いて次式のように表わした。<sup>6)</sup>

$$\frac{H}{H_0} = \exp \left( -\alpha \frac{t}{T} \right) \quad (4.3.5)$$

ただし、

$$\alpha = \sqrt{\frac{\nu T}{\pi b^2}} \frac{(\pi + kb) + kb(\pi - 2kh)}{\sinh 2kh} + 2(kb)^2 \left( \frac{\nu T}{b^2} \right) \quad (4.3.6)$$

で、 $H_0$ は初期重複波高である。

なお、 $\alpha$ の第1項および第2項は、それぞれ境界摩擦および内部粘性による減衰項を表わしている。

図-4.3.2は、式(4.3.5)の計算結果の一例で、式(4.3.1)で示した進行波の場合と同様、水深が浅く、周期が長く、水槽幅が小さいほど波高減衰が大きいことを示している。

一方、底面摩擦を乱流境界層の場合の摩擦力が支配的であると考えられる場合について、微小振幅



波理論を用いて重複波の波高減衰を若干調べてみる。

重複波の底面における水平水粒子速度を $u_b$ 、底面の摩擦応力を $\tau_0$ とすると、流体の密度を $\rho$ 、摩擦係数を $f$ で表わせば、次のように表わされる。

$$\tau_0 = f \rho u_b^2 \quad (4.3.7)$$

この摩擦応力によって、単位面積当り、単位時間に失われる平均エネルギー量 $\bar{D}_f$ は次式で示される。

$$\bar{D}_f = \frac{1}{TL} \int_0^L \int_0^T |\tau_0 u_b| dx dt \quad (4.3.8)$$

座標を静水面に $x$ 軸、それに鉛直上向きに $z$ 軸をとり、重複波高を $H$ で表わすと、波形 $\eta$ は次のようになる。

$$\eta = \frac{H}{2} \cos kx \cos \sigma t \quad (4.3.9)$$

ここに、 $\sigma = 2\pi/T$ である。

また、底面の水平水粒子速度 $u_b$ は、

$$u_b = \frac{\pi H \sin kx \sin \sigma t}{T \sinh kh} \quad (4.3.10)$$

となり、式(4.3.7)、(4.3.10)を式(4.3.8)に代入すると、 $\bar{D}_f$ が次のように求められる。

$$\bar{D}_f = \frac{16}{9} f \rho \frac{\pi H^3}{T^3} \frac{1}{\sinh^3 kh} \quad (4.3.11)$$

全エネルギーの時間的変化量が、底面における摩擦損失エネルギー $\bar{D}_f$ に等しいことから、次式が得られる。

$$\frac{dE}{dt} = -\bar{D}_f \quad (4.3.12)$$

重複波の単位面積当りの全平均エネルギー $E$ は、

$$E = \frac{1}{16} \rho g H^2 \quad (4.3.13)$$

と表わすことができ、式(4.3.11)、(4.3.13)を式(4.3.12)に代入して積分し、初期重複波高を

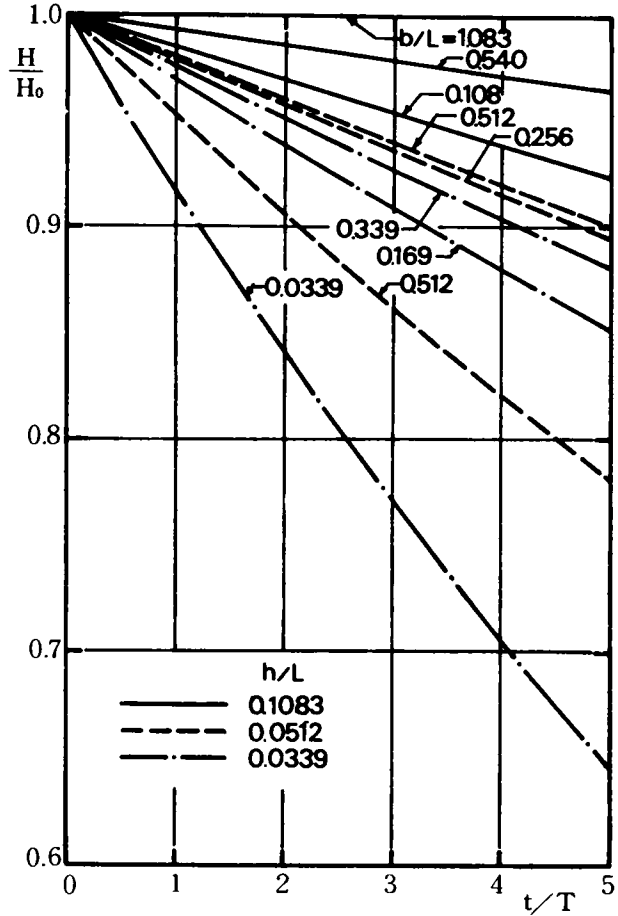


図-4.3.2 重複波の波高減衰

$H_0$  で表わすと、重複波の波高減衰に関する次式が求められる。

$$\frac{H}{H_0} = \left\{ \frac{64}{9} f \left( \frac{H_0}{L_0} \right) \left( \frac{t}{T} \right) \frac{1}{\sinh^3 kh} + 1 \right\}^{-1} \quad (4.3.14)$$

図-4.3.3は、 $h/L_0$  をパラメータとして、 $f(H_0/L_0)(t/T)$  に対する波高減衰を図表にして示したものである。図から、 $h/L_0$  が小さくなるにつれて、層流境界層理論から導かれる波高が指数関数的に減少するという変化特性から大きくずれてくることがわかる。また、この図表から、摩擦係数  $f$  が与えられると、任意時刻の減衰波高が容易に求められる。

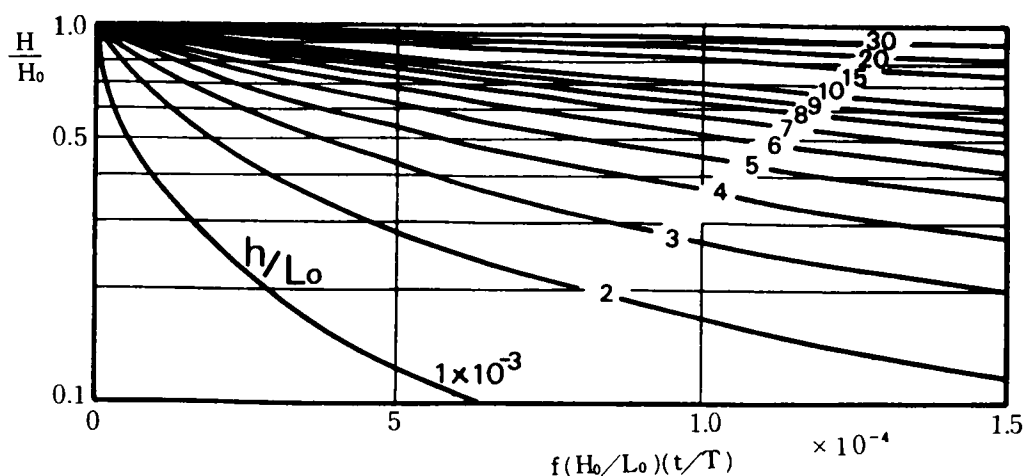


図-4.3.3 底面摩擦による重複波の波高減衰率の計算図表

### 3) 実験結果および考察

進行波の波高減衰については、岩垣・土屋<sup>3),4)</sup>が、Grosch-Lukasik, Watson-Martin, Eaglesonの実験結果をも考慮して詳細な考察を加えているのでここでは省略し、共振時の波高減衰についてのみ考察する。

共振時に開口部を閉じた後の波高減衰は次の2段階の過程を経るであろう。

まず、その閉領域の水面変動は波高を減じつつ、その領域固有の振動周期になろうとし、その後、固有周期を保ちながら波高は減衰する。本来、完全重複波の波高減衰を議論するには、固有振動になった後の段階を詳細に検討すべきであるが、第3章で述べたように開口部をもつ場合の共振時の振動特性は、外海が有限幅で港湾幅が比較的大きくなると、2次の振動モードが閉領域の基本モードに近くなるので開口部を閉じた直後でも振動モードは大きく変化することはないと考えられ、したがって、第1段階から周期が変わらないとして議論を進めてもよいであろう。

表-4.3.1は、上述のことを検証するために、開口部を閉じた直後の実験で得られた波形記録から、

数波平均して周期を求めたものと、次式で示す閉領域の基本振動周期の計算値とを比較したものである。

$$T_n = \frac{2 \ell_R}{\sqrt{g h}} \quad (4.3.15)$$

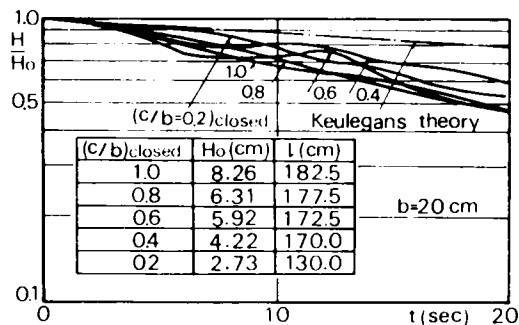
ここに、 $\ell_R$  : 共振湾長、 $g$  : 重力加速度、 $h$  : 港湾の水深である。

この表から、実験値と計算値はほぼ等しく、上述の仮定をしてもさしつかえないことがわかる。

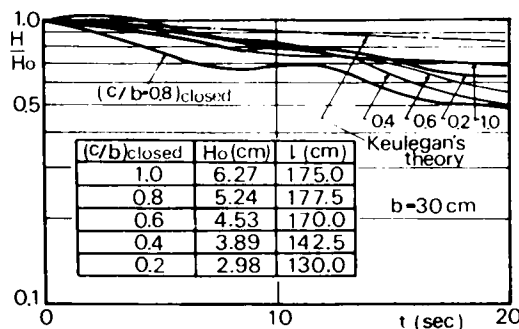
表－4.3.1 開口部を閉じた場合の理論固有周期と実験値との比較

Run No.	$\ell_R$ (cm)	Experimental	Theoretical
2 - 1	130	2.17 (sec)	2.14 (sec)
	170	2.92	2.80
	172.5	2.92	2.85
	177.5	3.06	2.93
	182.5	3.09	3.01
3 - 1	130	2.16	2.14
	142.5	2.38	2.35
	170	2.89	2.80
	177.5	2.91	2.93
	175	2.95	2.85
4 - 1	130	2.18	2.14
	137.5	2.28	2.27
	145	2.42	2.39
	175	3.00	2.89
	180	3.04	2.97

図－4.3.4は、閉領域における境界摩擦による波高減衰を示したもので、初期波高  $H_0$  や湾長  $\ell$  の相違による減衰の特性の変化は明確に現われていない。各港湾幅に関する全体的な減衰の傾向は、港湾幅が小さくなるほど減衰は大きくなり、Keulegan の式から得られる傾向と一致する。同図には、 $T=2\text{sec}$  の場合について、式(4.3.5)の計算結果を併記しているが、各港湾幅、各湾長について表－4.3.1で示したように閉領域の固有周期は変化するので、本来それぞれの周期に対して式(4.3.5)と比較しなければならない。しかし、図－4.3.5に示すように、 $T=2\sim 4\text{sec}$  の範囲では波高減衰の極端な差異はみ



(1)



(2)

図－4.3.4

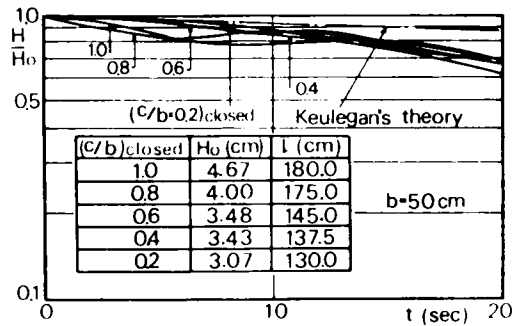
とめられないので、一般に  $T = 2 \text{ sec}$  の場合の計算値と比較しても大きな問題は生じないであろう。

これらのことから、Keulegan の式から求められる計算値よりも実験値の方がかなり大きく波高減衰がおこなることがわかる。

この原因について、Keulegan<sup>6)</sup> は水槽がガラスおよび合成樹脂製で蒸留水を用いた場合について実験しており、減衰係数  $\alpha$  は、計算値よりも実験値の方が大きく、水槽が合成樹脂の場合はガラスの場合よりもさらに大きく、しかも水槽幅が小さくなるほどその傾向が著しいことを指摘している。さらに、水槽壁面が水でしめられないような場合には、表面張力の効果が大きく  $\alpha$  を大きくすると述べているが、本実験に用いたアクリル製の港湾模型においても、このような効果が現われたのかも知れない。

次に、乱流境界層の場合に対して求められた式 (4.3.14) について検討する。

$f$  に関し、進行波については、岩垣・柿沼ら<sup>7),8)</sup> が検討をしているが、重複波についてはそれがみあたらない。そこで、一応、式 (4.3.14) が適用できるとして実験値に最も近いと思われる  $f$  の値から減衰曲線を求め、実験値と比較したものが図-4.3.6 である。これらの図から、 $f$  の値はほぼ 0.04 ~ 0.12 程度になることがわかる。しかし、実験において港湾幅が小さい場合には、側壁の影響が底面以上の減衰効果を発揮することが考えられ、このような方法から、いちがいに  $f$  の値を決定できないことはいうまでもない。さらに、現地における津波などでは、 $h/L_0$  の値が本実験の場合よりもはるかに小さく、そのような場合の波高減衰はさらに著しくなる可能性があり、 $f$  の値については一層の検討が必要となるであろう。



(3)

図-4.3.4 境界摩擦による波高減衰

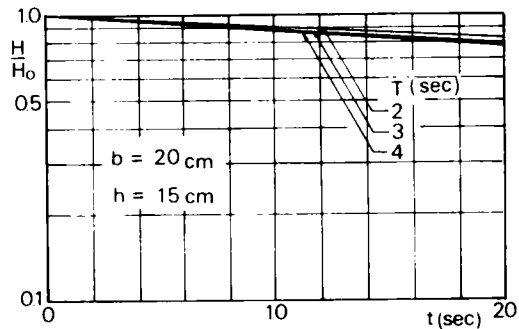
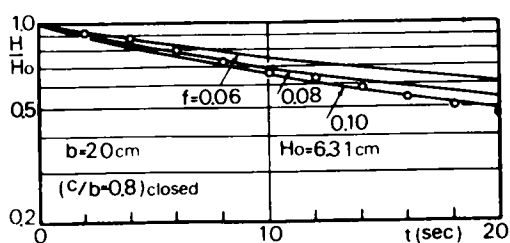
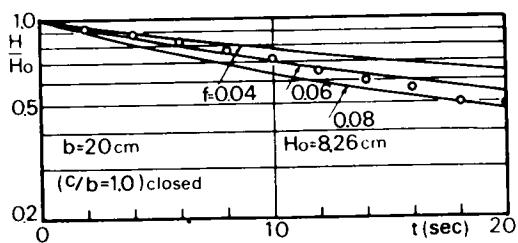


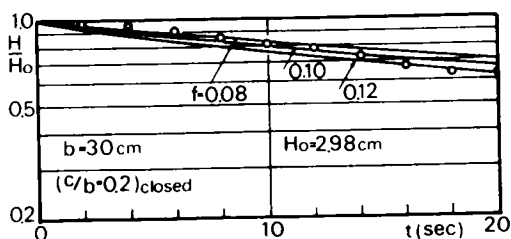
図-4.3.5 Keulegan の理論に基づく周期の変化による波高減衰特性



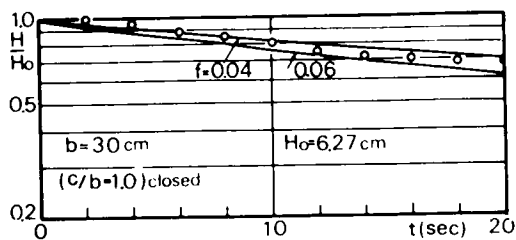
(1)



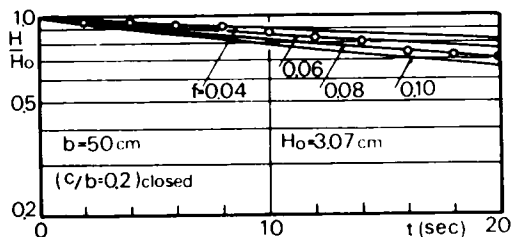
(2)



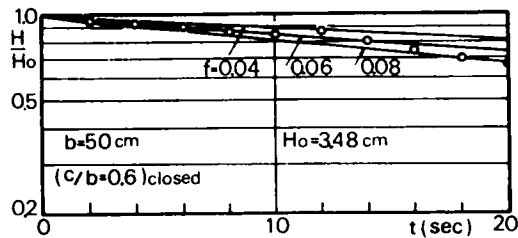
(3)



(4)



(5)



(6)

図 - 4.3.6 式(4.3.14)と実験値との比較

## 第4節 系全体のエネルギー逸散による波高減衰

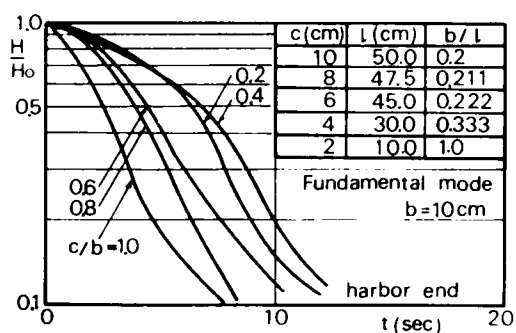
湾水が共振しているときに、外海から波のエネルギーの供給がなくなると、港湾内に蓄積されたエネルギーは、内部粘性、境界摩擦および湾口から外海へ放出される波のエネルギー逸散によって減少し、波高は次第に減衰する。本節では、このような場合について、振動モードの相違による波高減衰の特性を考察する。

### 1) 基本モードの場合の波高減衰

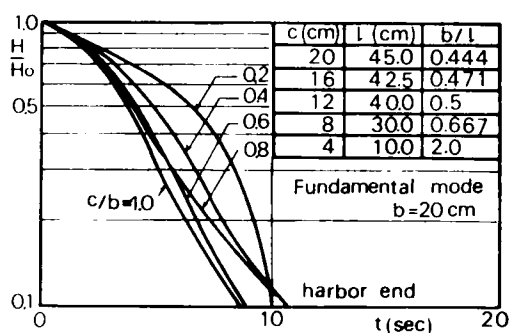
図-4.4.1は、各港湾幅 $b$ について開口幅 $c$ の変化に伴う湾奥の波高減衰の様相を示したものである。図から、各港湾幅に対し開口幅が大きくなるほど波高減衰は著しくなることがわかる。また、開口比による波高減衰の顕著な差異は、港湾幅が小さいほど鮮明であるが、港湾幅が大きくなるにつれ

て明確でなくなる。

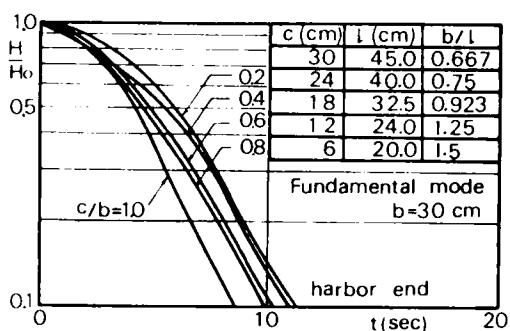
図-4.4.2は、湾口の波高減衰の様相を示した一例であるが、湾奥における波高減衰の傾向と同様であることがわかる。



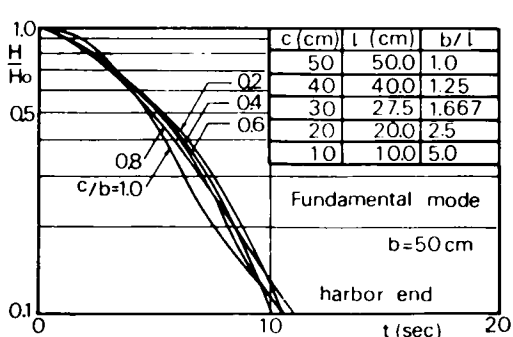
(1)



(2)

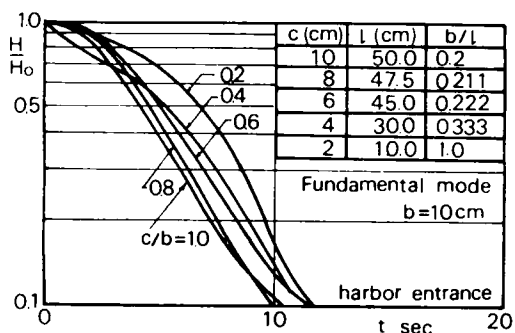


(3)

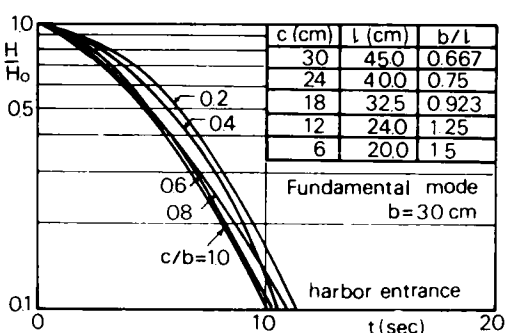


(4)

図-4.4.1 湾奥における系全体のエネルギー逸散による波高減衰（基本モードの場合）



(1)



(2)

図-4.4.2 湾口における系全体のエネルギー逸散による波高減衰（基本モードの場合）

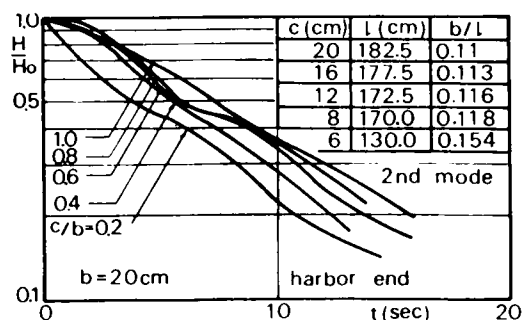
## 2) 第2次モードの場合の波高減衰

図-4.4.3は、湾奥における第2次モードの波高減衰の様相を示している。各港湾幅について多少の例外はあるが、開口幅が大きくなるにつれて波高減衰は緩やかになり、基本モードの場合と全く逆の傾向を示す。このような傾向は湾口についても言え、その一例を示すと図-4.4.4のようになる。

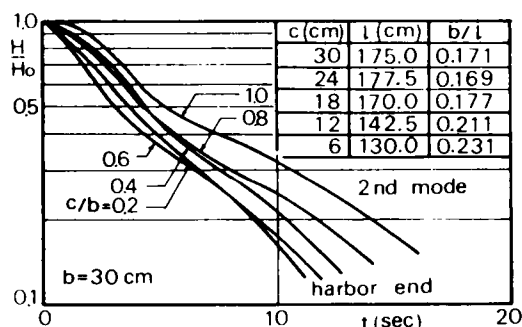
工学的に興味あることは、入射波として同一波高、同一周期の波が港湾内に侵入して共振を起こした場合、2次の共振モードをもつ波浪は開口幅を大きくすると、かえって港湾内に蓄積されたエネルギーが逸散されなくなるおそれがあり、防波堤を設け開口幅を小さくすることが港湾にとって都合のよいことになる。

一方、波高減衰の速度については、基本モードに比べ一段と緩やかになり、港湾内水面の擾乱の継続時間が長くなるので、船舶にとって高次の振動モードの特性も十分把握しておかなければならないことになる。

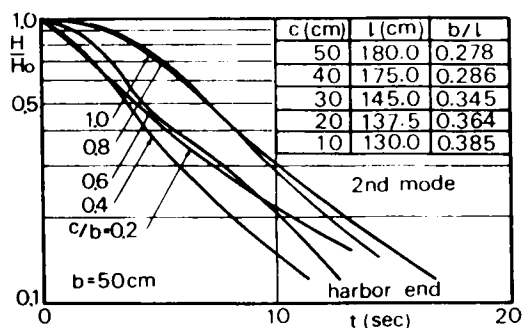
振動モードの相違によって波高減衰の特性が明らかに異なることはわかったが、その原因については、湾奥から湾口へ向う波の防波堤での反射の相違、湾口まで達した湾内の波が急拡するた



(1)

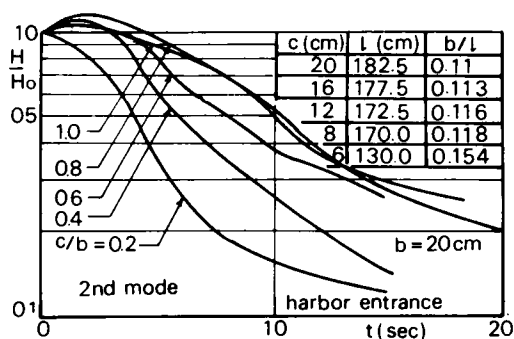


(2)

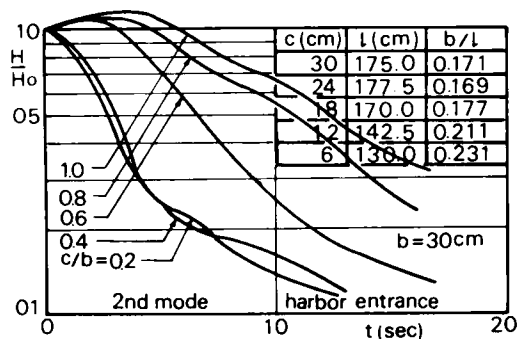


(3)

図-4.4.3 湾奥における系全体のエネルギー逸散による波高減衰(第2次モードの場合)



(1)



(2)

図-4.4.4 湾口における系全体のエネルギー逸散による  
波高減衰（第2次モードの場合）

めに生じるエネルギー逸散の相違などによるものであると考えられるが、本実験だけでは説明できないので、さらにこの問題に関する検討が必要である。

## 第5節 全逸散エネルギーに対する境界摩擦 によるエネルギー逸散の割合

共振時に関する境界摩擦による波高減衰および系全体のエネルギー逸散による波高減衰の特性については、別個に述べてきた。本節では、系全体のエネルギー逸散のうち、内部粘性による波高減衰は無視できると考えられるため除外し、境界摩擦および湾口から外海へ放出される波のエネルギー逸散が、湾水の共振時に全逸散エネルギーに対してそれぞれどれだけ寄与するかを示す貢献度を明らかにする。

図-4.5.1は、第2次モードについて境界摩擦の効果を求めるための模式図で、図-4.3.4に示した閉領域の波高減衰曲線および同条件における開口部をもつ場合の図-4.4.3の波高減衰曲線について、それぞれの縦軸  $H/H_0$  の代りに  $(H/H_0)^2$  をとり同一図面に描いたものである。

$K_{b+w}^2$  は、減衰始点から時刻  $t_1$  までの境界摩擦による波のエネルギー逸散量と初期波のエネルギーとの比で、 $K_{b+w+e}^2$  は、同時刻ま

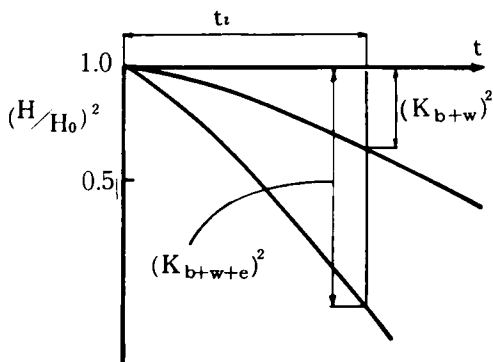


図-4.5.1 境界摩擦の効果を求めるための模式図

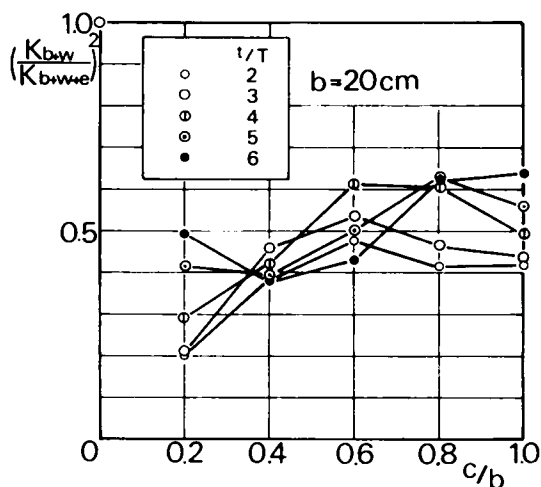


での開口部を通して湾外へ逸散するエネルギーおよび境界摩擦による波のエネルギー逸散量と初期波のエネルギーとの比, すなわち  $t$  時間までの系全体の波のエネルギー逸散量と初期波のエネルギーとの比を表わすことになる。したがって,  $(K_{b+w}/K_{b+w+e})^2$  は系全体の逸散エネルギーに対する境界摩擦による波のエネルギー逸散の割合を表わしている。

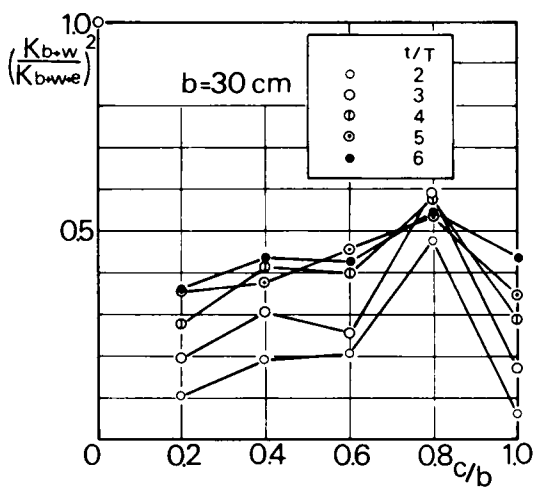
しかし, 開口部をもつ場合の共振周期は入射波の周期と一致するが, 共振時に開口部を閉じた閉領域の固有周期は表-4.3.1 に示したように入射波の周期と一致しない。そこで, 図-4.5.1 に示すような方法で, いちがいに両者を比べることができないという疑問が生じるが, 前節の図-4.3.5 で示したように, 本実験の範囲では周期の変化に伴う波高減衰の極端な変化は認められないので, 上述の取り扱いができるわけである。

図-4.5.2 は, このような考え方にに基づき, それぞれの港湾幅  $b$  について  $(K_{b+w}/K_{b+w+e})^2$  と開口比  $c/b$  との関係を示したもので図中のパラメータは減衰始点からの時間  $t$  を周期  $T$  で除して無次元化したものである。

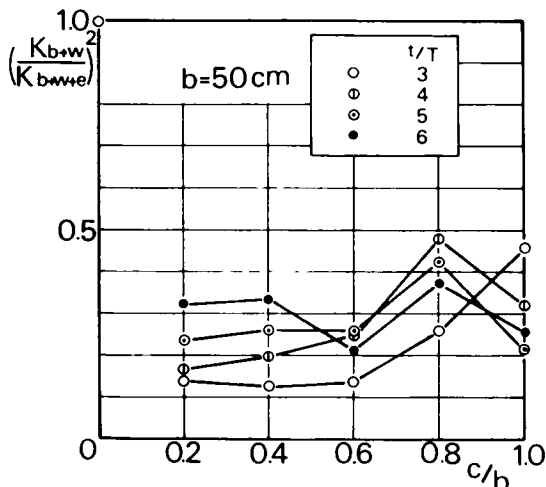
一部の例外もあるが,  $t/T$  が大きく, すなわち時間がたつにつれ波高が小さくなると, 境界摩擦による波のエネルギー逸散量が次第に大きくなる。しかし, 波高が減衰するにしたがって, 境界摩擦による波のエネルギー逸散量それ自体も小さくなり, 実際に問題となるのは, 共振時



(1)



(2)



(3)

図-4.5.2 全逸散エネルギーに対する境界摩擦によるエネルギー逸散の割合

のように波高が最大となるときである。その意味から、 $\ell/T$ が小さいときを議論すべきであろうと思われる。

各港湾幅について、 $\ell/T = 2 \sim 3$  の範囲で  $(K_{b+w}/K_{b+w+e})^2$  の値をみると、 $b = 20 \text{ cm}$  ( $b/L = 0.085$ ) の場合、 $(K_{b+w}/K_{b+w+e})^2$  は  $0.2 \sim 0.53$ 、 $b = 30 \text{ cm}$  ( $b/L = 0.127$ ) の場合  $0.1 \sim 0.6$ 、 $b = 50 \text{ cm}$  ( $b/L = 0.211$ ) の場合、 $0.12 \sim 0.45$  程度である。ところで、図-4.4.3の波高減衰でみられたように、 $b/L$  が大きい方が系全体の逸散エネルギーは小さくなるので、こういったことを考慮して図-4.5.2をみると、平均して  $b/L$  が大きくなるにつれて  $(K_{b+w}/K_{b+w+e})^2$  は大きくなる傾向を示しているが、全逸散エネルギーに対する境界摩擦による波のエネルギー逸散の割合は、全体としてはそれほど大きくならないことが予想できる。さらに、閉領域における波高減衰曲線には、港湾が全開の場合でも閉めきることによって、その面の摩擦効果が加わっており、厳密には開口部の断面積に作用する摩擦効果を差し引かねばならない。すなわち、図-4.5.1の  $K_{b+w}^2$  は開口部の断面積に作用する摩擦効果だけ小さくなり、図-4.5.2に示した境界摩擦の効果よりもいくぶん小さくなるであろう。

いずれにしても、港湾幅が大きくなるにつれて境界摩擦の効果は減少し、 $b/L$  がさらに大きくなれば境界摩擦の効果はほとんど無視できるようになると考えられ、共振に寄与する波のエネルギー逸散は、湾外へ放出される波のエネルギーに支配されるであろう。

もちろん、港湾幅が波長に比べてかなり小さくなると境界摩擦の効果も若干考慮すべきであることはいうまでもない。

## 第6節 結 語

以上、第4章は、湾水振動の共振特性に寄与する減衰要素の貢献度を明らかにするため、境界摩擦および開口部から外海へ放出される波のエネルギー逸散の定量的な評価を行うことを目的としたもので、まず、あらかじめ内部粘性の効果は無視できることを明らかにし、第2節では、内部粘性以外の減衰要素の効果を知るために行った実験の装置の概略を説明し、ついで実験方法については、外海の攪乱をできるだけ少なくして減衰波高を正確に求めるために造波板を7～8回作動させて共振状態に達したのちの減衰波形を解析する方法をとったことを述べた。

第3節では、境界摩擦による波高減衰について、進行波の場合の波高減衰特性から水深が浅く、周期が長く、港湾幅が小さいほど減衰が顕著になることを明らかにした。しかし、湾水振動を取り扱う場合の湾長を考えると、境界摩擦の効果はほとんど無視できることを説明した。一方、共振時には、Keuleganによる層流境界層理論に基づく重複波の波高減衰から、進行波の場合と同様な特性をもつことが明らかになったが、実験結果はKeuleganの理論計算結果よりもかなり波高減衰が著し

いことがわかった。また、乱流境界層を仮定した場合の底面摩擦による波高減衰式を導き、水深波長比が小さくなると著しい波高減衰が生じ、指数関数的な変化でなくなることを示した。なお、本実験における摩擦係数  $f$  を調べた結果、 $f = 0.04 \sim 0.12$  程度であることがわかった。

第4節では、湾水が共振しているときに、外海からのエネルギー供給がない場合の波高減衰に関し、基本モードおよび第2次モードの場合についてそれぞれの特性を調べた。その結果、基本モードの場合、港湾幅が小さく、開口幅が大きくなるほど波高減衰は著しく、第2次モードでは逆に、開口幅が大きくなるとかえって港湾内に蓄積されたエネルギーが逸散されなくなるおそれがあるという興味深い成果が得られた。さらに、波高減衰は、基本モードに比べ第2次モードの方が緩やかで、港湾内水面の擾乱の継続時間が長くなるため、船舶などにとっては高次のモードの特性を十分把握する必要があることを指摘した。

第5節では、内部粘性、境界摩擦および防波堤開口部における渦や乱れによる波のエネルギー逸散を含む開口部から外海へ放出される波のエネルギーの総和からなる全逸散エネルギーに対して、境界摩擦による波のエネルギー逸散が占める割合は、港湾幅  $b$  が 20 cm ( $b/L = 0.085$ ) で  $0.2 \sim 0.53$ 、 $b$  が 30 cm ( $b/L = 0.127$ ) で  $0.1 \sim 0.6$ 、 $b$  が 50 cm ( $b/L = 0.211$ ) で  $0.12 \sim 0.45$  以下であり、港湾幅が大きくなるにつれて湾水の減衰特性は、開口部から外海へ放出される波のエネルギー逸散が支配的であることが明らかになった。

## 参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一：波の変形論，水工学シリーズ，67-B-09，土木学会水理委員会，pp. 09 - 1 - 09 - 24，1967.
- 2) たとえば，Ippen, A. T. : Estuary and coastline hydraulics, McGraw-Hill, Chap. 7, p. 287, 1966.
- 3) 岩垣雄一・土屋義人・坂井順行：海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(2) — 底面摩擦力の測定について —，第11回海岸工学講演会講演集，pp. 62 - 68，1964.
- 4) 岩垣雄一・土屋義人・陳 活雄：海岸摩擦による波高減衰の基礎的研究(3) — 層流境界層方程式の非線型項の影響について —，第12回海岸工学講演会講演集，pp. 41 - 49，1965.
- 5) Bretschneider, C.L. and R.O. Reid : Modification of wave height due to bottom friction, percolation and refraction, B.E.B., Tech. Memo., No. 45, pp. 1 - 36, 1954.
- 6) Keulegan, G.H. : Energy dissipation in standing waves in rectangular basins, Jour. Fluid Mech., vol. 6, part 1, pp. 33 - 50, 1959.
- 7) 岩垣雄一・柿沼忠男・宮井 宏：現地海岸における海底摩擦係数について，第12回海岸工学講演会講演集，pp. 35 - 40，1965.
- 8) 岩垣雄一・柿沼忠男：現地海岸の海底摩擦係数について(2)，第13回海岸工学講演会講演集，pp. 21 - 29，1966.

## 第5章 断面急変部における波のエネルギー 逸散に関する実験的研究

### 第1節 概 説

第4章では、湧水振動に及ぼす減衰効果について詳細に調べ、防波堤開口部から外海へ放出される波のエネルギー逸散が湧水振動にとって最も重要であることを述べたが、防波堤で逸散される渦や乱れによる波のエネルギーそのものは評価することができなかった。

港湾内の波のエネルギーの授受は、防波堤開口部を通して行われ、したがって、防波堤開口部における水理特性、特に防波堤開口部で逸散する波のエネルギーを定量的に求める必要があろう。

防波堤開口部における波のエネルギー逸散に関する従来の研究は、主として開口部の流量係数  $k_v$  を求めることを目的としており、開口部の流速  $v$  を湾内外の水位差  $\Delta\eta$  を用いて、

$$v = k_v \sqrt{2g\Delta\eta} \quad (5.1.1)$$

という定常流近似によって表現しようとしたものである。このような表現によっても、高潮などが湾内に侵入する場合のように、波の挙動が準定常と考えられるような場合については問題が生じないかも知れない。宇野木・磯崎<sup>1)</sup>は、東京湾に関する高潮の数値実験から、流量係数  $k_v$  について Geological Survey の実験結果<sup>2)</sup>をもとに、 $k_v = 0.7 \sim 0.8$  とすれば、運動方程式を差分法で解いた厳密解とはほとんど一致することを示した。一方、津波に関し、堀川・西村<sup>3)</sup>、堀川・首藤・西村<sup>4)</sup>は、梶浦<sup>5)</sup>の特性曲線法を用いて湧水振動を解析し、実験値との比較から、開口幅  $c$  と港湾幅  $b$  との比 ( $c/b$ ) が1, 0.67 および 0.33 のいずれの場合についても  $k_v \sqrt{2g} = 1.1$  ( $k_v \doteq 0.25$ ) が妥当であるとし、その後の検討によって  $k_v = 0.7$  程度と仮定してもよいと述べているが、 $c/b$  の変化に伴う  $k_v$  の変化について疑問な点が多いように思われる。また、岩崎ら<sup>6),7)</sup>は、外海に直接連なる長方形湾の任意の位置に防波堤を設け、それぞれの場合について、防波堤開口部内外の水位差および水平流速を測定して  $k_v$  を求め、防波堤が湾口にある場合で開口幅が広い場合  $k_v = 1 \sim 1.5$ 、開口幅が狭くなると  $k_v = 0.7 \sim 1.0$  になり、防波堤が湾の中央部になると  $k_v = 0.5 \sim 0.8$  になると述べている。

このように、流量係数に種々の値がでてくるのは、外海条件、港湾幅などの相違によるもので、これらの系統的な研究が必要であることを物語っている。さらに、 $k_v$  が1以上という物理的に矛盾することが生じ、定常流近似による無理がここにみられる。

その他、開口部における波のエネルギー逸散について、伊藤ら<sup>8),9)</sup>は、開口部の損失水頭  $h_L$  を、

$$h_L = f_L \frac{v^2}{2g} \quad (5.1.2)$$

で表わし、 $f_L$  の種々の値について数値計算を行い、その計算波形と、大船渡湾での実測波形を比較して、 $f_L = 1.5$  が妥当な値であるとしている。また、伊藤らの方法と同様な取り扱いに、さらに見かけの慣性を考慮した損失水頭で表示した研究もあるが、<sup>10)</sup> 実験的な検証が十分なされていない。

直接、渦や乱れによる波のエネルギー逸散量を求めたものとしては、垂直板潜堤に対する日野ら<sup>11), 12)</sup>の研究、垂直消波翼をもつ岸壁における消波翼の効果を調べるために日野らの研究を適用した尾崎<sup>13)</sup>の研究がある。しかし、断面急変部における波のエネルギー逸散を、一定の渦対を仮定した解析、あるいは抵抗係数という未知量を用いている点で問題があり、上述したいずれの方法についても多くの問題が残されているといえよう。

本章では、断面急変部で逸散される波のエネルギーを、エネルギー保存則に基づき、透過率および反射率から求めるもので、幅の異なる2つの水路が連なる急縮および急拡の場合について、開口幅を種々変化させ、系統的に波のエネルギー逸散量を明らかにするものである。一般に、外海から波が港湾内に侵入するとき、波は急縮するためにエネルギーを逸散し、湾奥で反射した波の一部が外海へ放出されるとき、波は急拡しエネルギーの一部を逸散することになる。このような波のエネルギー逸散が、湾水振動に大きく影響を及ぼすことは明らかであり、これらの諸量を定量的に求めるものである。

まず、第2節では、実験装置および実験方法について述べ、第3節では、断面急縮部における波の透過および反射特性について詳細に検討し、透過率を与える実験値を提案するとともに、断面急縮部で逸散する波のエネルギーに対する相対港湾幅 $b/B$ および開口比 $c/b$ の影響を明らかにする。つづいて、第4節では、断面急拡部について第3節と同様なことを検討するが、第4章で説明しえなかった開口幅が大きくなると港湾内の波高減衰が緩やかになる理由を本節で明らかにする。最後に、第5節では、以上得られた成果を要約して結語とする。

## 第2節 実験装置および実験方法

### 1) 実験装置

実験水槽は、第4章第2節で述べたものと同じで、実験は図-5.2.1に示すように水槽にアクリル製の急縮および急拡水路を設置して行った。水槽の末端には、消波工としてステラシートを階段状に敷き詰め、予備実験によって末端における反射率は10%以下になるようにしている。

波高の測定には、入射波検定用(A)、反射率測定用(B)、(C)、透過波測定用(D)の4本の電気抵抗線式波高計を用いた。透過波高は断面急変部からの距離によって多少異なるので、予備実験を行って波高の変化がほとんどない点を選んでいる。図中に、それぞれの距離が示されている。

実験は、急縮および急拡について水路幅 $b$ を変えると同時に、開口幅 $c$ も変えうるようにした。

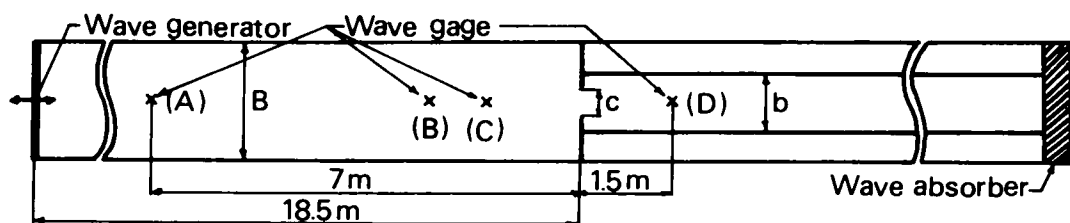


図-5.2.1 (1) 急縮断面に関する実験装置

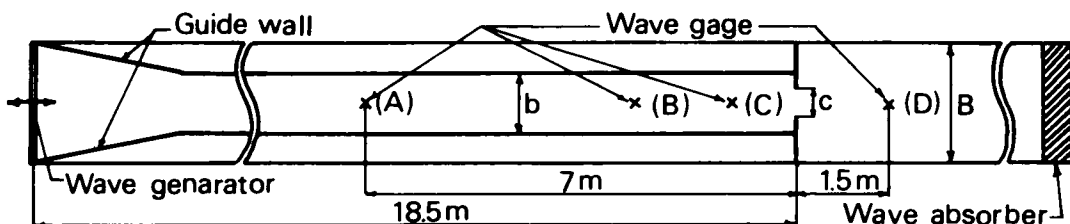


図-5.2.1 (2) 急拡断面に関する実験装置

表-5.2.1 は、この実験に用いた実験諸元を示したものである。

表-5.2.1 (1) 実験諸元 (急縮断面)

Run No.	$B$ (cm)	$b$ (cm)	$c$ (cm)	$T$ (sec)	$h$ (cm)	$H_t$ (mm)	$b/B$	$c/b$	$H_t/L$
1 - 1	100	10	2	2	15	11.5	0.1	0.2	0.0049
2			4					0.4	
3			6					0.6	
4			8					0.8	
5			10					1.0	
2 - 1	100	20	4	2	15	11.5	0.2	0.2	0.0049
2			8					0.4	
3			12					0.6	
4			16					0.8	
5			20					1.0	
3 - 1	100	30	6	2	15	11.5	0.3	0.2	0.0049
2			12					0.4	
3			18					0.6	
4			24					0.8	
5			30					1.0	
4 - 1	100	50	10	2	15	11.5	0.5	0.2	0.0049
2			20					0.4	
3			30					0.6	
4			40					0.8	
5			50					1.0	

Run No.	$B$ (cm)	$b$ (cm)	$c$ (cm)	$T$ (sec)	$h$ (cm)	* $H_I$ (mm)	$b/B$	$c/b$	$H_I/L$
5 - 1	100	70	14	2	15	11.5	0.7	0.2	0.0049
2			28					0.4	
3			42					0.6	
4			56					0.8	
5			70					1.0	
6 - 1	100	100	20	2	15	11.5	1.0	0.2	0.0049
2			40					0.4	
3			60					0.6	
4			80					0.8	
5			100					1.0	

\*  $H_I$  : incident wave height

表-5.2.1 (2) 実験諸元 (急拡断面)

Run No.	$b$ (cm)	$B$ (cm)	$c$ (cm)	$T$ (sec)	$h$ (cm)	* $H_I$ (mm)	$b/B$	$c/b$	$H_I/L$
1 - 1	10	100	2	2	15	22.6	0.1	0.2	0.0096
2			4					0.4	
3			6					0.6	
4			8					0.8	
5			10					1.0	
2 - 1	20	100	4	2	15	20.9	0.2	0.2	0.0089
2			8					0.4	
3			12					0.6	
4			16					0.8	
5			20					1.0	
3 - 1	30	100	6	2	15	18.1	0.3	0.2	0.0077
2			12					0.4	
3			18					0.6	
4			24					0.8	
5			30					1.0	
4 - 1	50	100	10	2	15	14.6	0.5	0.2	0.0062
2			20					0.4	
3			30					0.6	
4			40					0.8	
5			50					1.0	
5 - 1	70	100	14	2	15	13.5	0.7	0.2	0.0057
2			28					0.4	
3			42					0.6	
4			56					0.8	
5			70					1.0	

\*  $H_I$  : incident wave height



## 2) 実験方法

入射波高および反射波高はHealyの方法<sup>14)</sup>によって求めた。特に入射波高については、反射率および透過率の値に大きな影響を与えるので、図-5.2.1に示したように(A)点でも波高を測定し、Healyの方法で求めた入射波高とそれから得られる値との差を最小限にするように努めた。さらに、Healyの方法で求めた反射率は、有限振幅波の場合には過小に見積ることがあり、その補正方法については、合田・阿部<sup>15)</sup>が提案している方法を用いた。

断面が急縮する場合については、すべての実験を通じて入射波高は一定であるが、断面が急拡する場合は、図-5.2.1(2)に示したように、造波板近くから導波壁をつけ造波板の振幅を一定にしているため、それぞれの $b$ について、入射波高が多少異なっている。しかし、いずれの場合にしても、入射波高そのものは小さく、入射波高の相違による反射および透過特性は、ほとんど変化しないものと考えてよい。実際、著者<sup>16)</sup>は、断面が急縮する場合ではあるが、波形こう配 $H/L$ が0.002～0.014の範囲で実験を行い、反射率および透過率に基づいて波のエネルギー逸散量に及ぼす波形こう配の影響を調べたが、それによると、上述の範囲内では、波形こう配による影響はほとんどないことを確認している。

透過波高については、水槽末端からの反射が入らないような波の数で解析した。もちろん、末端の反射率はすでに述べたように10%以下にしているが、透過波高は開口幅が小さくなると急激に小さくなるので、誤差を最小にするために最初の数波をもって透過波高を求めた。

## 第3節 断面急縮部における波のエネルギー逸散に関する実験結果

図-5.3.1で示した断面が急縮する場合の波のエネルギー保存則は、防波堤開口部における逸散エネルギーを $P_1$ とすると次式で示される。

$$BW_I = BW_R + bW_T + P_1 \quad (5.3.1)$$

ただし、

$$W = nCE \quad (5.3.2)$$

$$n = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (5.3.3)$$

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2$$

ここに、 $W$ ；単位幅当りのエネルギーフラックス、 $C$ ；波速、 $E$

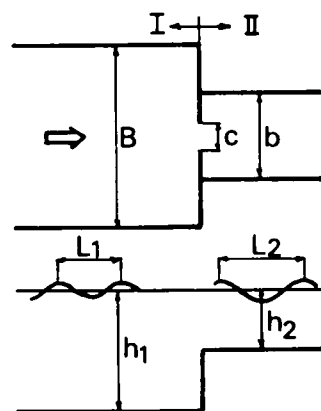


図-5.3.1  
断面急縮部モデル

；単位面積当りの波のエネルギーで、 $\rho$ ；水の密度、 $g$ ；重力加速度、 $H$ ；波高、 $k = 2\pi/L$ 、 $L$ ；波長、 $h$ ；水深である。

式(5.3.1)に示した添字  $I$ 、 $R$  および  $T$  は、それぞれ入射波、反射波および透過波の特性を示すものである。

いま、式(5.3.2)に、それぞれの領域における値を代入し、式(5.3.1)を整理して、透過率および反射率をそれぞれ  $\alpha_1$  および  $\beta_1$  とすると次式が得られる。

$$\beta_1^2 + A Z \alpha_1^2 + \epsilon_1 = 1 \quad (5.3.4)$$

ただし、

$$A = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1 + \frac{2k_2 h_2}{\sinh 2k_2 h_2}}{1 + \frac{2k_1 h_1}{\sinh 2k_1 h_1}} \quad (5.3.5)$$

$$Z = \frac{b L_2}{B L_1}$$

$$\epsilon_1 = \frac{P_1}{B W_I} = \frac{P_1}{(1/8) \rho g H^2 n_1 C_1 B} \quad (5.3.6)$$

すなわち、 $\epsilon_1$  は、急縮断面における波のエネルギー逸散率を表わしている。ここに  $C_1$  は領域 I における波速である。

したがって、断面急縮部における波のエネルギー逸散量を知るには、式(5.3.4)から、透過率  $\alpha$  および反射率  $\beta$  を求めれば、種々の寸法をもつ急縮部におけるエネルギー逸散量が把握できることがわかる。

### 1) 急縮断面における透過率

湾水振動を議論する場合に、LeMéhauté<sup>17)</sup> は、式(2.2.36)で示されるような透過率を実験的に求め、摩擦以外のすべての未知量を透過率の関数で表わすことができると述べている。

そこで、まず、全領域が一様水深 ( $h_1 = h_2$ ) の場合について透過率に関する実験式を求め、LeMéhauté の実験式と比較する。

入射波の全エネルギー  $BW_I$  と全透過エネルギー  $bW$  の比は次式で示される。

$$\frac{bW_T}{BW_I} = \frac{b}{B} \alpha_1^2 \quad (5.3.7)$$

ところで、入射波の全エネルギーは、開口幅  $c$  の防波堤開口部を通過して水槽 II へ透過するので、入射波の全エネルギーが透過する割合は、 $c/B$  の関数で表わすことができるものと思われる。図-5.3.

2は、 $c/B$ と $(b/B)\alpha_1^2$ との関係を示したもので、図中の実線は以下に述べるような方法で求めたものである。すなわち、 $c/B = 0$ では、当然透過波は存在しないので $(b/B)\alpha_1^2 = 0$ であり、 $c/B = 1$ では、入射波のエネルギーがすべて透過するので、 $(b/B)\alpha_1^2 = 1$ となるはずである。上の2つの条件を満足する $(b/B)\alpha_1^2$ と $c/B$ との関係は、比較的簡単な次式で表わすことができる。

$$\frac{b}{B}\alpha_1^2 = \left(\frac{c}{B}\right)^m \quad (5.3.8)$$

実験値から、最小2乗法によって指数 $m$ を求めると、 $m = 0.536$ となる。しかし、実用上の考慮から簡単に $m = 0.5$ として、

$$\frac{b}{B}\alpha_1^2 = \left(\frac{c}{B}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.3.9)$$

で表わし、 $m = 0.536$ のときの値と比較すると、その誤差は数%であり、式(5.3.9)による近似でもそれほど大きな問題は生じないであろう。したがって、式(5.3.9)から、透過率 $\alpha_1$ は次式で与えられる。

$$\alpha_1 = \left(\frac{c}{b}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{B}{b}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (5.3.10)$$

一方、第2章第2節で述べたLeMéhautéによる実験式は、全領域で水深が一定とすると、

$$\alpha_1 = \left(\frac{c}{b}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{B}{b}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (5.3.11)$$

となる。

図-5.3.3は、式(5.3.10)と式(5.3.11)を比較するため、式(5.3.10)を実線で、式(5.3.11)を破線で示し、一点鎖線は次式で示す防波堤がない( $c/b = 1$ )場合のLambの解<sup>18)</sup>を示す。

$$\alpha_1 = \frac{2}{1 + \frac{b}{B}} \quad (5.3.12)$$

図から、LeMéhautéによる式(5.3.11)は、 $c/b = 1$ の場合、式(5.3.10)と一致するが、それ以

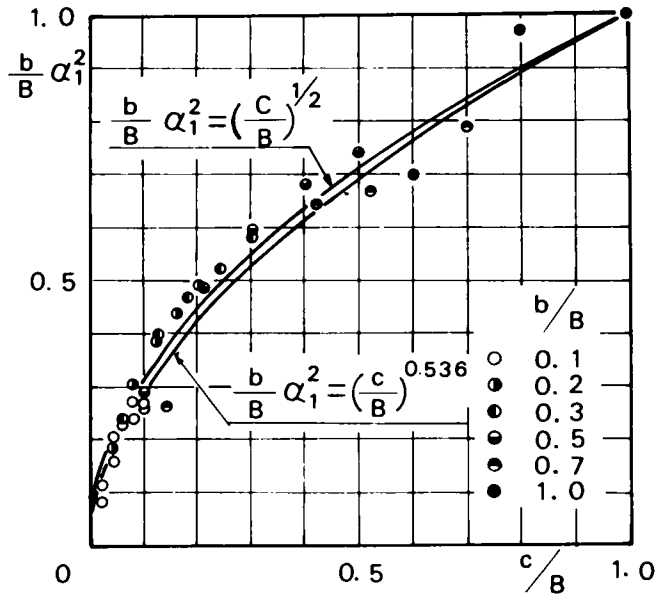


図-5.3.2  $\frac{c}{B}$ と $\frac{b}{B}\alpha_1^2$ との関係

外の  $\%b$  では前者は後者よりも小さい値を示し、 $\%b$  が小さくなるほどその差異は大きくなること、したがって、著者の実験式(5.3.10)は実験値とよく一致するが、式(5.3.11)は  $\%b$  が小さくなるほど合わなくなることがわかる。また、同図には、防波堤がない( $\%b = 1$ ) 場合について、LeMéhauté による Queen University で行った周期を変化させた場合の実験値も併記しているが<sup>17)</sup> 若干のばらつきがあるようである。この原因について、LeMéhauté の実験は防波堤模型としてブロックを置いた非常に粗い実験であり、LeMéhauté 自身も認めているように高精度の実験とはいえない。さらに、LeMéhauté の実験は、彼がいつているように2次の convective term が非常に小さい、いわゆる Ursell parameter<sup>19)</sup>  $(H/L)(L/h)^3$  が小さい場合であり、水深を深くして波高を小さくするという方法をとっていることで著者の実験と必ずしも一致しない点もあるが、やはり精度に問題がある。

なお、Lamb による式(5.3.12)については、実験値と全く合わないことがわかる。

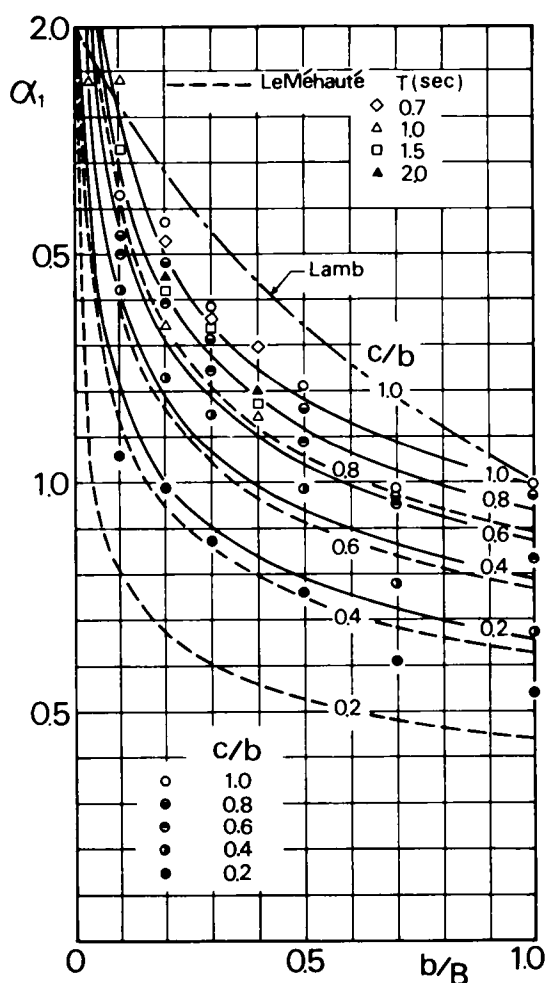


図-5.3.3  $\alpha_1$ に関する各種の計算値と実験値との比較

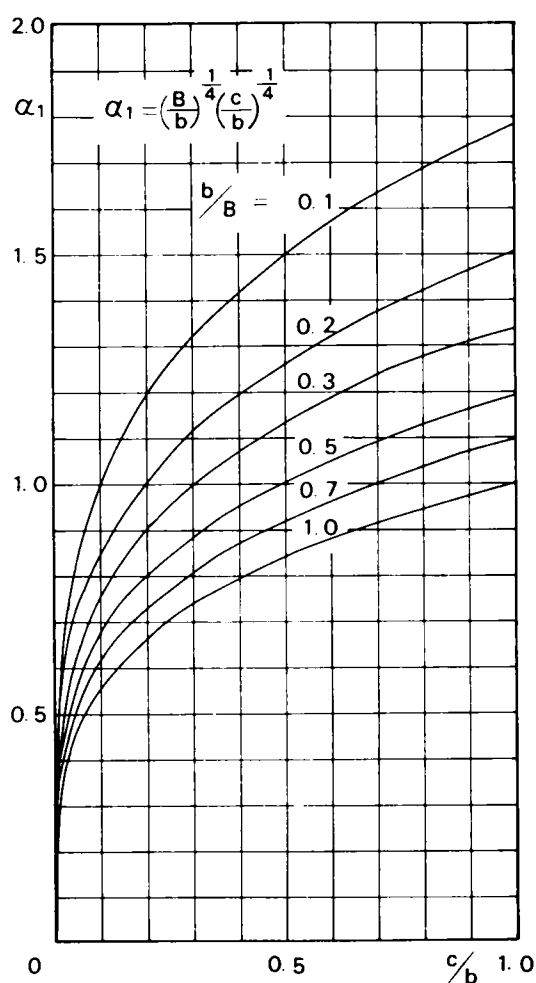


図-5.3.4  $\alpha_1$ の計算図表

図-5.3.4は、図-5.3.3の横軸 $b/B$ を $c/b$ に、パラメータに $b/B$ をとって書きかえた $\alpha_1$ に関する計算図表を示している。急縮断面における透過率 $\alpha_1$ は、 $b/B$ が小さく、 $c/b$ が大きくなるにつれて増加することがよく理解できる。

## 2) 急縮断面における反射率

急縮断面の反射率について、LeMéhautéは防波堤開口部で波のエネルギー逸散がないとして次式を導いている<sup>17)</sup>。

$$\beta_1 = \sqrt{1 - AZ\alpha^2} \quad (5.3.13)$$

全領域で水深が一定の場合、 $\alpha_1$ に式(5.3.11)を代入すると、

$$\beta_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{c}{b}\right)\left(\frac{b}{B}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (5.3.14)$$

が得られる。

一方、防波堤開口部で波のエネルギー逸散を考慮すると、式(5.3.4)から、

$$\beta_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{B}\right)\alpha_1^2 - \varepsilon_1} \quad (5.3.15)$$

となり、 $\alpha_1$ として式(5.3.10)を代入して整理すると次式が求められる。

$$\beta_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{c}{b}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{b}{B}\right)^{\frac{1}{2}} - \varepsilon_1} \quad (5.3.16)$$

図-5.3.5は、各種の $b/B$ に対する $c/b$ と $\alpha_1$ との関係を示したもので、図中の実線は、式(5.3.16)において、 $\varepsilon_1 = 0$ とした計算値で、破線は、LeMéhautéによる式(5.3.14)の計算値である。両曲線を比較すると、 $c/b = 1$ で両者の値は等しいが、その他は式(5.3.16)の方が低い値を示している。また、 $\beta_1$ の特性として、 $b/B$ が小さく、 $c/b$ が小さくなるほど $\beta_1$ は増加する。

すなわち、断面の急縮する度合いが大きく、しかも開口幅が小さくなるほど反射率が大きくなることを意味している。

実験値をみると、上述の傾向が理解され

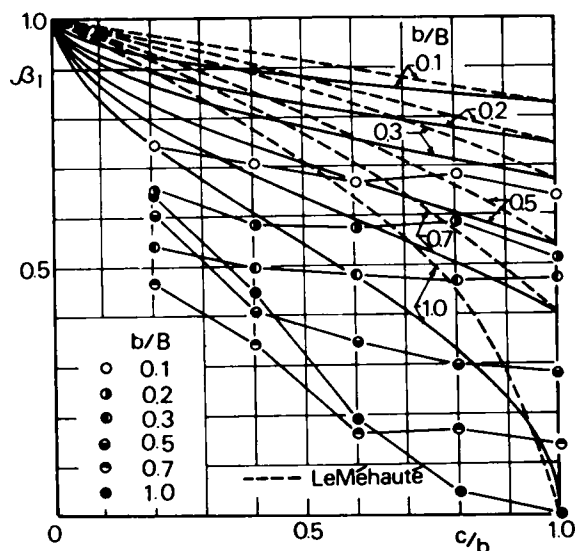


図-5.3.5  $\beta_1$  の 特 性

るが、いずれも実験値の方が計算値よりも小さくなっており、LeMéhautéによる式(5.3.14)で表現するのは不可能であり、波のエネルギー逸散を表わす $\epsilon_1$ が重要であることがわかる。

### 3) 断面急縮部におけるエネルギー逸散率

断面が急縮する場合の波のエネルギー逸散については、著者<sup>20)</sup>が $b/B = 1$ および0.2の場合について実験を行ったが、実験精度にいくぶん問題があり、透過率を過小に見積ったためかエネルギー逸散率が過大になったと思われるので、本章では実験条件を多くして高精度のエネルギー逸散率を得ようとしたものである。

エネルギー逸散率 $\epsilon_1$ は、式(5.3.4)で示したように、透過率 $\alpha_1$ および反射率 $\beta_1$ が与えられると、港湾諸元の大きさによって特定値が求められる。

図-5.3.6は、 $c/b$ をパラメータに、 $b/B$ の変化に伴う $\epsilon_1$ の変化を示したものである。図から、 $b/B$ が一定の場合には、開口幅 $c$ が小さくなるにつれて $\epsilon_1$ が増加する傾向がわかる。いま、防波堤がない( $c/b = 1$ )の場合をみると、 $b/B = 1$ の場合を除いて、 $b/B$ の変化による $\epsilon_1$ の変化は小さく、入射波のエネルギーが20～30%程度湾口で逸散する。一方、防波堤を設け開口幅を十分小さくした( $c/b = 0.2$ )場合についても、 $b/B$ の変化による $\epsilon_1$ の変化は顕著でなく、この場合入射波のエネルギーが最大50%程度開口部で逸散することがわかる。

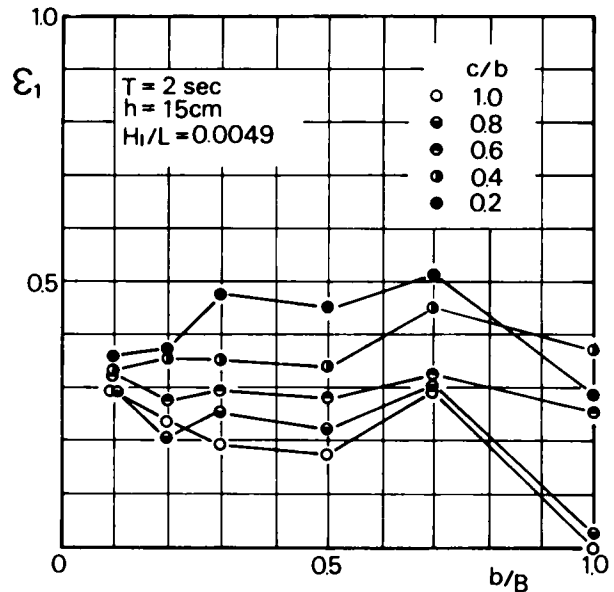


図-5.3.6  $\epsilon_1$  の特性

結局、断面が急縮する場合の波のエネルギー逸散は、 $b/B$ に対する影響は顕著でなく、開口比 $c/b$ に大きく依存しているといえる。

## 第4節 断面急拡部における波のエネルギー 逸散に関する実験結果

図-5.3.7で示した断面が急拡する場合を考える。波のエネルギー保存則は、防波堤開口部における逸散エネルギーを $P_2$ とすると次式で示される。

$$b W_I = b W_R + B W_T + P_2 \quad (5.3.17)$$

式(5.3.4)と同様な表示するため、透過率を $\alpha_2$ 、反射率を $\beta_2$ とすると上式は次のようになる。

$$\beta_2 + \frac{1}{AZ} \alpha_2^2 + \epsilon_2 = 1 \quad (5.3.18)$$

ここに、

$$\epsilon_2 = \frac{P_2}{(1/8) \rho g H_I^2 n_2 C_2 b} \quad (5.3.19)$$

であり、 $C_2$ は領域Ⅱにおける波速で、 $\epsilon_2$ は急拡断面における波のエネルギー逸散率を表わしている。

したがって、前節と同様、断面が急拡する場合の波のエネルギー逸散量を知るには、式(5.3.18)から、透過率 $\alpha_2$ および反射率 $\beta_2$ を求めれば簡単に $\epsilon_2$ が得られることがわかる。

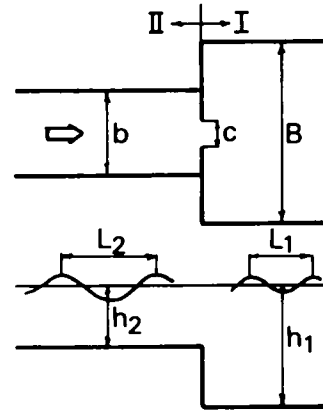


図-5.3.7 断面急拡部モデル

### 1) 急拡断面における透過率

Lamb<sup>18)</sup>は、断面急変部に防波堤がない場合について、また、LeMéhauté<sup>17)</sup>は断面急変部に防波堤の存在の有無にかかわらず、急縮断面における透過率 $\alpha_1$ と急拡断面における透過率 $\alpha_2$ との間に次の関係があることを理論的に示した。

$$\alpha_2 = AZ \alpha_1 \quad (5.3.20)$$

上式は、波のエネルギー逸散を無視した理論から得られたものであるが、この関係について調べてみる。全領域で水深が一定の場合には、式(5.3.20)は次のようになる。

$$\alpha_2 = \frac{b}{B} \alpha_1 \quad (5.3.21)$$

図-5.3.8は、実験から得られた $\alpha_1$ および $\alpha_2$ を用いて、種々の $b/B$ について点描したものであるが、式(5.3.21)の関係を満足していることがわかる。

したがって、式(5.3.21)に式(5.3.10)を代入すると急拡する場合の透過率 $\alpha_2$ は次式で求められる。

$$\alpha_2 = \left(\frac{c}{b}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{b}{B}\right)^{\frac{3}{4}} \quad (5.3.22)$$

一方、LeMéhautéの実験式(5.3.11)を用いた場合には次式となる。

$$\alpha_2 = \left(\frac{c}{b}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{b}{B}\right)^{\frac{3}{4}} \quad (5.3.23)$$

図-5.3.9は、式(5.3.22)と式(5.3.23)を比較したもので、実線は式(5.3.22)、破線はLeMéhautéによる式(5.3.23)を示している。図から、 $b/B$ が小さく、すなわち急拡の程度が大きくなるほど、また $c/b$ が小さくなるほど $\alpha_2$ は減少することがわかる。実験値をみると、 $b/B = 1$ 以外については、LeMéhautéの式よりも式(5.3.22)がよく一致することがわかる。 $b/B = 1$ の場合はいくぶん実験精度が悪いためこのような結果になったものと思われる。

## 2) 急拡断面における反射率

全領域で水深が一定の場合、反射率 $\beta_2$ は次式で示される。

$$\beta_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{B}{b}\right) \alpha_2^2 - \epsilon_2} \quad (5.3.24)$$

いま、 $\alpha_2$ として式(5.3.22)を用いると、上式は次のようになる。

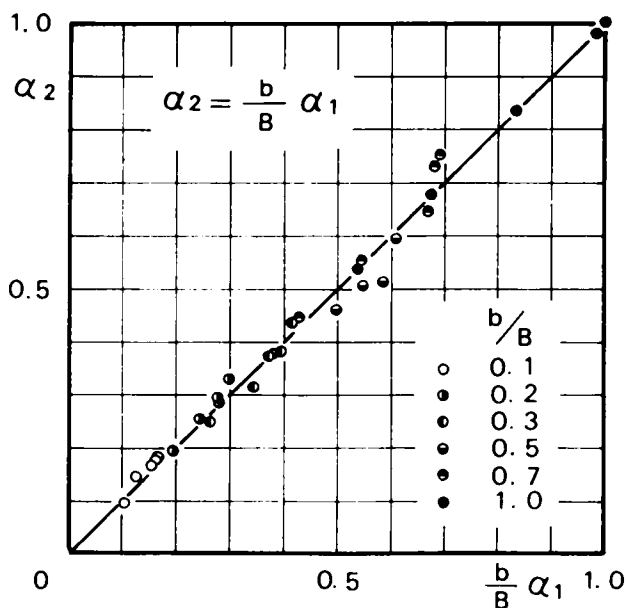


図-5.3.8  $\alpha_1$ と $\alpha_2$ との関係

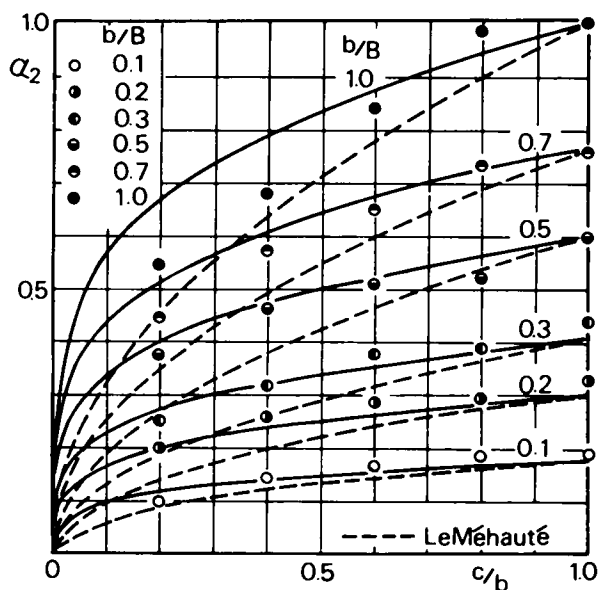


図-5.3.9  $\alpha_2$ の特性



$$\beta_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{c}{b}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{b}{B}\right)^{\frac{1}{2}} - \epsilon_2} \quad (5.3.25)$$

図-5.3.10は、 $b/B$  をパラメータにして、 $\beta_2$ と $c/b$ との関係を示したもので、図中の実線は式(5.3.25)において、 $\epsilon_2 = 0$ とした計算値である。これらの計算値から、 $b/B$ が小さいほどすなわち急拡の度合いが大きいほど、 $\beta_2$ は大きくなり、 $c/b$ が大きくなるにつれて $\beta_2$ は減少する傾向がみられる。しかし、実験値をみると必ずしも計算結果の傾向と同じでないことが明らかである。

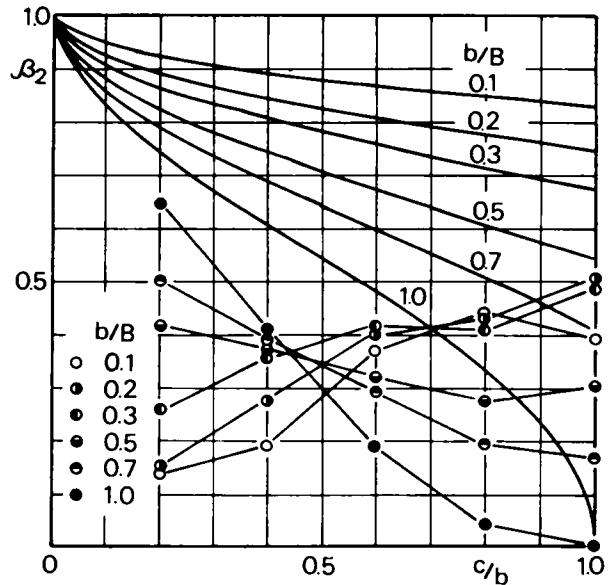
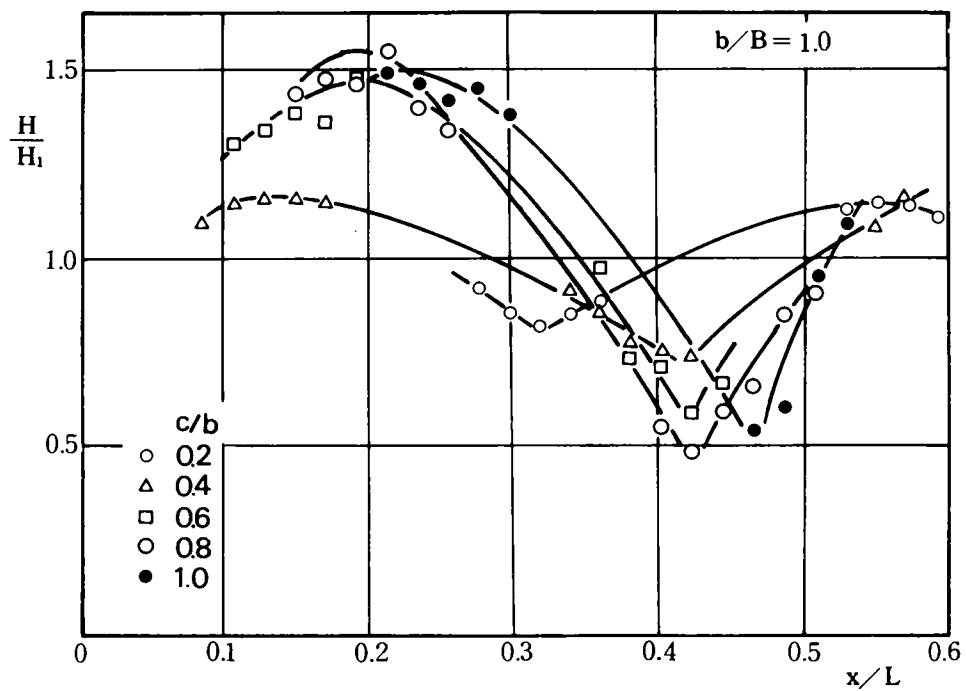


図-5.3.10  $\beta_2$  の 特 性

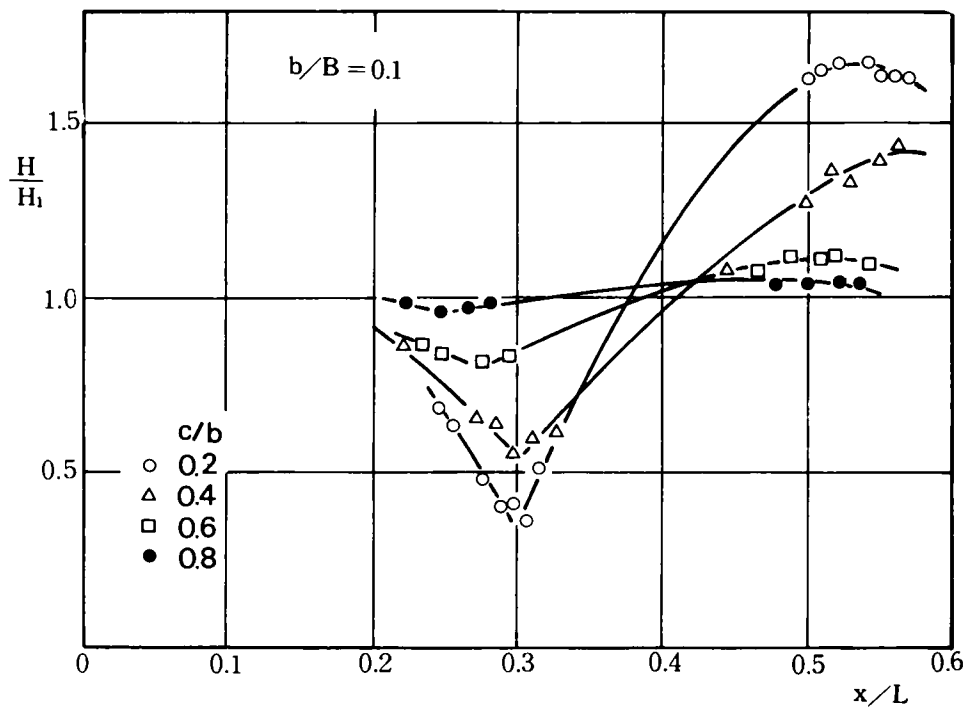
まず、 $c/b = 0.2$ をみると、 $b/B$ が大きくなるにつれて $\beta_2$ は増加し、 $c/b = 1$ では逆に $b/B$ が大きくなると $\beta_2$ は減少し、 $c/b = 0.5$ の近傍では $b/B$ の変化に対して $\beta_2$ の変化はほとんどみられない。実験値の全体的な傾向は、 $b/B$ が0.5以上では $c/b$ が大きくなるにつれて $\beta_2$ は減少し、 $b/B$ が0.3, 0.2, 0.1と順次小さくなるにつれて、 $c/b$ が大きくなるとかえって $\beta_2$ は増加することがわかる。このように計算結果と実験結果が異なる傾向を示す原因として、次のようなことが考えられる。 $b/B$ がある程度以上小さくなると、開口比 $c/b$ としての変化量は0~1までとっているものの、防波堤開口幅の変化量は小さくなり、防波堤の長短によるよりも、むしろ急拡の度合いによって反射率が支配されるようになるものと思われる。

図-5.3.11は、図-5.3.7の領域Ⅱにおける波高分布の一例を示したもので、横軸に防波堤位置からの距離 $x$ と波長 $L$ との比、縦軸に入射波高 $H_i$ に対する任意点の波高 $H$ をとっている。図から、 $b/B = 0.1$ の場合、 $c/b$ が大きくなるにつれて最大波高と最小波高の差が大きくなり、したがって反射波高が大きくなることがわかる。一方、 $b/B = 1$ の場合には、 $b/B = 0.1$ の場合と全く逆になり、 $c/b$ が大きくなると反射波高は小さくなることが明らかである。さらに、最大および最小波高が生じる点が $c/b$ の変化に伴って異なり、しかも開口部の近傍でかなり波高が小さくなることが想像できる。そこで、急拡断面における反射による波の位相変化を若干考慮しておく。

図-5.3.12は、急拡断面における入射波に対する反射波の位相差 $\hat{\beta}_2$ を求めたもので、図中の実線曲線は第2章で述べたLeMéhautéによる式(2.2.33)について、 $\alpha_1$ として式(5.3.10)を代入し



(1)



(2)

図 - 5. 3. 11 領域Ⅱにおける波高分布

た計算結果を示している。したがって、計算値は防波堤開口部における波のエネルギー逸散を無視したものである。

実験値は、領域Ⅱにおける重複波高の極値をとる位置から間接的に求めたものであるが、実験を通じて、また  $b/B$  が大きくなるほど波形こう配が非常に小さくなるので、極値をとる位置の正確な判断が困難となり  $\hat{\beta}_2$  の実験精度は他の場合に比べて劣ることになる。したがって、実験値においては、 $b/B$  の変化による  $\hat{\beta}_2$  の差異が明瞭に現われていないが、 $\%b$  が大きくなるにつれて  $\hat{\beta}_2$  は大きくなり、 $b/B = 1$  を除けば、 $\%b = 1$  の場合には  $\frac{3}{4}\pi$  以上にもなり、湾口で重複波の節に近い状態になることがわかる。いずれにしても、断面が急拡する場合には、かなりの位相変化が生じ、港湾などの水理現象を把握するには、急拡する場合の位相変化が無視できないといえよう。

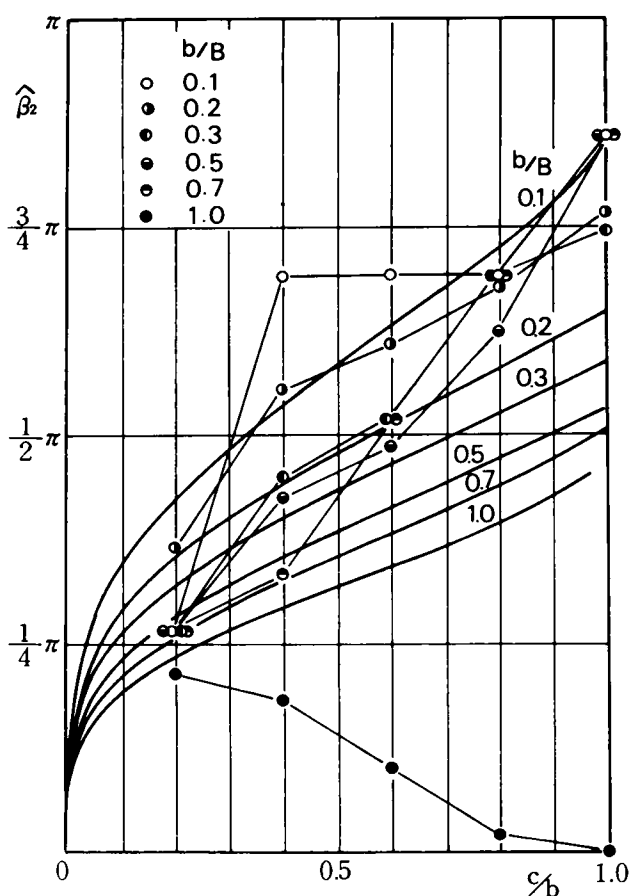


図-5.3.12  $\hat{\beta}_2$  の特性

### 3) 断面急拡部におけるエネルギー逸散率

図-5.3.13は、実験から得られた透過率  $\alpha_2$  および反射率  $\beta_2$  をもとに、式(5.3.18)からエネルギー逸散率  $\varepsilon_2$  を計算し、 $b/B$  をパラメータにして  $\varepsilon_2$  と  $\%b$  との関係を示したものである。図から、 $b/B$  が小さく、 $\%b$  が小さくなるほど  $\varepsilon_2$  は増加することがわかる。すなわち、急拡の度合いが大きくなり、しかも開口幅を小さくすると防波堤開口部で逸散する波のエネルギーが大きくなることを意味している。特に、 $b/B = 1$  で  $\%b = 0.2$  のような場合には、開口部で入射波のエネルギーの90%が逸散し、防波堤がない( $\%b = 1$ )の場合でも、急拡することによって30%程度の波のエネルギーが湾口で逸散することがわかる。

港湾についてみると、港湾内から外海へ向う波は、開口幅のみならず  $b/B$  の影響が大きくなるが、

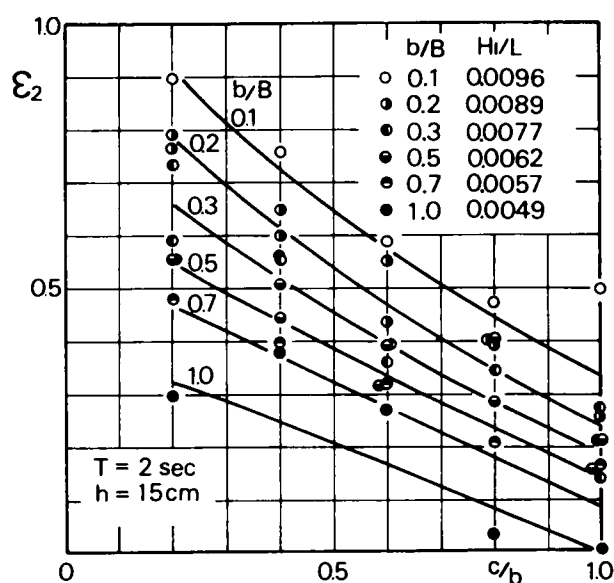


図 - 5.3.13  $\epsilon_2$  の 特 性

開口幅が大きくなるとかえって開口部で逸散する波のエネルギーは減少することがわかる。

第4章第4節で、共振時における波高減衰を調べたが、第2次モードの波高減衰にみられたように開口幅を大きくすると港湾内の波高減衰が緩やかになったことは、上述のことからうまく説明できるであろう。

## 第5節 結 語

以上、第5章では、外海から港湾内へ波が侵入する場合にみられる急縮する断面による波のエネルギー逸散量、および湾奥で反射した波が外海へ向う場合にみられる急拡する断面による波のエネルギー逸散量を定量的に把握しようとしたものである。

第2節では、実験装置の概略を説明し、実験方法については、入射波高および反射波高をHealyの方法で求め、合田らの方法に基づきそれらの値を修正するとともに、入射波の検定を沖の一点に設置した波高計で行い実験精度の向上に努めたことを述べた。

第3節では、断面が急縮する場合の波のエネルギー逸散量を求めるため、まず、透過率に関して新しく実験式(5.3.10)を提案し、従来LeMéhautéおよびLambが導いた透過率を与える式と比較して精度が高いことを実証した。得られた式から、 $b/B$ が小さく、 $c/b$ が大きくなるほど透過率は大きくなることを示した。反射率については、 $b/B$ と $c/b$ が大きくなるにつれて反射率が減少することを示すとともに、LeMéhautéが求めた式で表現できないことを指摘し、断面急縮部における波のエネルギー逸散の考慮が必要であることを強調した。次に、透過率および反射率をもとに断面急縮部における波のエネルギー逸散量を求めた結果、 $b/B$ による影響は顕著でなく、 $c/b$ に大きく依存しており、防波堤がない( $c/b = 1$ )場合でも入射波のエネルギーに対し、20～30%程度の波のエネルギーが湾口で逸散し、開口幅を十分小さく( $c/b = 0.2$ )した場合には、入射波のエネルギーが最大50%程

度開口部で逸散することを明らかにした。

第4節では、断面が急拡する場合の波のエネルギー逸散量を求めるため、まず透過率に関して式(5.3.22)を導き、LeMéhautéの実験式よりも精度が高いことを確認した。得られた式から、 $b/B$ が小さい、すなわち急拡の度合いが大きいほど、また $c/b$ が小さくなるほど透過率は小さくなることを示した。

反射率については、 $b/B$ が0.5以上大きくなると $c/b$ が大きくなるにつれて反射率は減少し、 $b/B=0.3, 0.2, 0.1$ と順次小さくなるにつれて $c/b$ が大きくなるとかえって反射率は大きくなるという興味ある結果を得た。この原因は、反射率は、 $b/B$ がある程度以上小さくなると、防波堤の長短よりもむしろ急拡の度合いに支配されるからである。一方、反射波の位相変化を調べ、 $c/b$ が大きくなるほど入射波に対する反射波の位相差が大きくなり、防波堤がない( $c/b=1$ )場合には、 $3/4\pi$ 以上になることから、湾口部が重複波の節に近い状態になることを明らかにし、防波堤開口部の水理特性を把握するには、反射波の位相変化が無視できないことを指摘した。

ついで、透過率および反射率をもとに、断面急拡部における波のエネルギー逸散量を求めた結果、 $b/B$ が小さく、 $c/b$ が小さいほど、すなわち、急拡の程度が大きく、しかも開口幅が小さくなるほど開口部で逸散する波のエネルギーが大きくなることを明らかにした。特に、 $b/B=0.1$ で $c/b=0.2$ のような場合には、開口部で入射波のエネルギーの90%が逸散し、防波堤がない( $c/b=1$ )場合でも、急拡することによって30%の波のエネルギーが湾口で逸散することを明確にした。また、上述の急拡部における波のエネルギー逸散の特性によって、第4章で説明しえなかった開口幅が大きくなると共振時の港湾内の波高減衰が緩やかになる原因が明らかにされた。

## 参 考 文 献

- 1) 宇野木早苗・磯崎一郎：防潮堤開口部の流速計算についての一考察，第9回海岸工学講演会講演集，pp. 7 - 11，1962.
- 2) Chow, V. T. : Open - channel Hydraulics, McGraw - Hill, 1959.
- 3) 堀川清司・西村仁嗣：津波防波堤の効果について，第16回海岸工学講演会講演集，pp. 365 - 369，1969.
- 4) 堀川清司・首藤伸夫・西村仁嗣：津波防波堤の効果について(2)，第17回海岸工学講演会論文集，pp. 421 - 426，1970.
- 5) 梶浦欣二郎：湾水振動におよぼす防波堤の効果，東京大学地震研究所集報，第41号，pp. 403 - 418，1963.
- 6) 岩崎敏夫・楊 沢民・佐藤栄司・新井新一・板橋勝一郎：矩形湾の波高増幅率に関する研究，土木学会第26回年次学術講演会講演概要集，第2部，pp. 33 - 36，1971.
- 7) 岩崎敏夫・真野 明・長谷川明・前原隆生：長周期波による矩形湾内の振動と湾口条件，第20回海岸工学講演会論文集，pp. 167 - 171，1973.
- 8) Ito, Y. : Head loss at tsunami breakwater opening, Proc. 12th Conf. on Coastal Eng. , pp. 2123 - 2131，1970.
- 9) 伊藤喜行・木原 力：長周期波に対する防波堤の効果に関する計算(第6報)(港口損失係数の影響)，運輸省港湾技術研究所報告，第9巻，第2号，1970.
- 10) Mei, C.C. , Liu, P. L. F. and A. T. Ippen : Quadratic loss and scattering of long waves, Proc. ASCE, vol. 100, WW 3, pp. 217 - 239, Aug. , 1974.
- 11) 日野幹雄・山崎丈夫：垂直板による波の反射率・透過率およびエネルギー損失，土木学会論文報告集，第190号，pp. 75 - 80，1971.
- 12) 日野幹雄・山崎丈夫：波による鉛直板よりの渦の形成とエネルギー逸散，第18回海岸工学講演会論文集，pp. 61 - 65，1971.
- 13) 尾崎 晃：直立式消波岸壁について(2)，土木学会第27回年次学術講演会講演概要集，第2部，pp. 55 - 56，1972.
- 14) Healy, J. J. : Wave damping effect of beach, Proc. Minnesota International Hydraulics Convention , pp. 213 - 220，1953.
- 15) 合田良実・阿部淑輝：有限振幅波の部分反射に伴う見かけの反射率について，港湾技術研究所報告，第7巻，第3号，pp. 1 - 53，1968.
- 16) 岩垣雄一・村上仁士・鶴飼増由：港口部における波のエネルギー損失に関する実験，昭和47年度関西支部年次学術講演会講演概要，pp. Ⅱ - 36 - 1 - Ⅱ - 36 - 2，1972.

- 17) LeMéhauté, B. : Periodical gravity wave on a discontinuity, Proc. ASCE, vol. 86, HY 9, pp. 11 - 41, Nov., 1960.
- 18) Lamb, H. : Hydrodynamics, Cambridge Univ. Press, 6th edi., p. 263, 1932.
- 19) Ursell, F. : The long wave paradox in the theory of gravity waves, Proc. Camb. Phil. Soc., vol. 49, 1953.
- 20) 岩垣雄 ・ 村上仁士 : 防波堤開口部における波のエネルギー逸散に関する実験, 第 19 回海岸工学講演会論文集, pp. 221 - 225, 1972.

## 第6章 湾水振動の制御に関する研究

### 第1節 概 説

湾水振動を誘起させる原因として、津波・高潮およびその他の長周期波があることは第2章で詳細に述べた。これらの原因で生じる湾水振動は港湾の規模によってその特性が規定されるものであって、自然地形の湾などの湾水振動に対する津波、普通の港湾に対するうねりとか高潮の *resurgence* などによる長周期波に大別でき、災害の防止軽減や荷役能率向上のためにはそれぞれの湾水振動の制御を考えなければならない。まず、津波の場合を考える。一般に津波を制御するには、湾内に津波防波堤を設け、平常時は風波やうねりに対する防波堤の役割を果たし、津波来襲時には港湾内水位の上昇を抑制するいわゆるヒークカット効果や津波の流勢を減殺する効果を発揮して、陸岸への土上や各種施設に対する破壊力を減少せしめることが期待されている<sup>D</sup>。しかしながら、津波による湾水振動の面からみれば、必ずしも津波防波堤によって湾水振動が制御できるかどうかは即答できない問題であろう。すなわち、津波の周期は予測できないので、ある湾によっては防波堤を設けたために、防波堤内の水域の固有周期と津波の周期が一致する場合も起こり、また、防波堤を設け開口部の流水断面積が減少したために、開口部を通して湾外へ逸散する波のエネルギーが堤内水域に捕獲され、湾水振動を助長する可能性も考えられる。このようなことから、湾水振動における津波防波堤の効果が検討され<sup>2), 3), 4)</sup> 共振点近傍での防波堤の効果は大きい、湾奥の波高増幅率が極小となる入射波に対しては有効でないことが実験的な考察から知られている。しかし、各種の湾について、それぞれ詳細な実験によらなければ、防波堤設置による湾内水域の波高増幅率が定量的に見出せない欠点がある。したがって、津波防波堤の効果を論じる場合に、各種開口幅をもつ防波堤について、波高増幅率および共振周期を理論的に求めることができれば、津波による湾水振動の合理的な制御を考えることができるであろう。しかし、複雑な形状の湾の応答振動を理論的に解析するのは困難であって、実験的に応答振動特性を求めているのが現状である。このような現状にかんがみ、まず、非常に単純な形状の湾に対する応答振動特性を理論的考察によって、定量的に把握することが急務であると思われる。

一方、発生頻度の面からみれば、津波よりもむしろ湾水振動で問題となるのは、うねりなどで代表される長周期波による港湾の湾水振動で、それらの制御方法について考えなければならない。この種の問題は、津波などのような大きな破壊力をもたないが、港湾の計画・設計、港湾の利用とその機能の向上および船舶の航行にとって非常に重要である。従来、このような湾水振動を制御する方法として次のようなことが考えられる。

- 1) 防波堤の開口幅を船舶の航行に必要な限度に縮小して、外海から港湾内に伸入する波のエネルギーを減らし、湾水振動の振幅を低減させる。実際に、カリフォルニア州ターミナルアイランドの海



軍突堤に関する模型実験によれば、開口幅を 2000 ft から 600 ft に減じたために、波高を約 50 % 以下に低下させることができた例も報告されているが、<sup>5)</sup> この波高減少度については波の周期によって異なることであり、広範囲の周期帯についての湧水振動の制御には問題がある。したがって、港湾に依りて、どの周期の波を制御しようとするかが重要である。たとえば、船舶の規模でいえば、普通 20 ~ 50 ft の小型船舶は 4 ~ 10 sec 程度の周期をもつ波に弱く、40,000 ton 級の大型船舶は 1 ~ 2 min の周期の波が好ましくないといわれており、<sup>6)</sup> 波の周期と船舶の危険度の相関については必ずしも明らかにされているわけではないが、<sup>7)</sup> このような面からも湧水振動の制御を考察することも必要であろう。

港口の位置の問題については、湧水振動を対象とする波は波長が長いために回折現象が顕著となるので、港湾内の波高を減じるうえにそれほど重要ではないといわれている。<sup>5)</sup>

- 2) 外洋で観測される波のスペクトルと湾内で観測される波のスペクトルを比較すると、海底の不規則性、屈折効果、たび重なる反射波や陸棚セイシュなどの作用によって、外洋でみられないような長周期のエネルギーピークがみられるが、このような長周期波と港湾の固有周期を一致させないようにして、湧水振動の振幅を低減させる。特に、基本モードおよび第 2 次モードのような低次のモードに相当する固有周期と一致させないことによって波高を減じる方法である。<sup>8)</sup> しかし、船舶を考えると、基本モードの振動は港口を通過する際には危険であることはいうまでもないが、<sup>9)</sup> ほとんどの港湾の大きさから考えて船舶に対しては必要なく、<sup>9), 10)</sup> 30 sec ~ 2 min の範囲の高次のモードがむしろ船舶の航行に支障があるといわれている。<sup>10), 11)</sup>
  - 3) 湾内を分割するように防波堤を設け、湾内をクサリ状にした、いわゆる緩衝水域を設けて波のエネルギーを吸収させ、内側の水域の湧水振動の振幅を低減させる。<sup>12), 13)</sup> あるいは、別に防波堤を設けて湧水振動に影響を及ぼす入射波の周期と港湾の固有周期を一致させないようにして波高を減じる。<sup>14), 15)</sup>
  - 4) その他、港湾水域に蓄積された波のエネルギーを別に設けた領域へ逃がすことによって湧水振動の振幅を低減させる。<sup>15)</sup>
- などの方法が考えられている。

以上は、観測結果および模型実験によって湧水振動の制御方法を検討したものであり、実際の港湾の計画・設計に際し、複雑な形状の港湾については、水理模型実験は不可欠のことであると考えられるが、その基礎資料を提供する防波堤の効果、港湾内の境界面の影響については、個々に、その影響を明らかにしておく必要があると思われる。

湧水振動を誘起させる原因が津波であれ、うねりの場合であっても、生じる現象そのものは物理的には同じであると考えてよく、したがって湧水振動理論が確立できれば、一般的な湧水振動の制御を論じる根拠を与えることになる。すでに述べたように、最も単純な形状をした長方形港湾についてさえも、従来の理論的研究においては、波高増幅率および共振周期が実験結果と一致しなかった。その原因として、湧水振動に関して最も重要である波のエネルギー逸散が明確にされていなかったことによるものであった。

本章では、各章で明らかにした湾水振動の特性に基づき、最も単純な形状である長方形港湾に関して、波のエネルギー逸散を考慮した1次元湾水振動理論をLeMéhauté<sup>16),17)</sup>の理論解法と同様な方法で導き、その解の特性に基づいて湾水振動の制御を論じるもので、複雑な港湾形状をもつ港湾の湾水振動の制御を考察するに必要な基礎資料を得ることを目的としたものである。

まず、第2節では、波のエネルギー逸散を考慮した湾水振動理論を導き、解の適用限界について明らかにするとともに、解の妥当性を検証するため実験的検討を行う。第3節では、前節で求めた湾水振動理論の数値解析の結果をもとに、湾水振動に及ぼす防波堤の影響および湾奥の反射率、境界摩擦など港湾内の境界面の影響について詳細な検討を行って、それらの要素による湾水振動の制御について考察する。第4節では、以上得られた成果をまとめて結語とする。

## 第2節 波のエネルギー逸散を考慮した湾水振動理論

### 1) 理論解

#### (a) 断面急変部における波の変形

図-6.2.1に示すような全領域が一定水深 $h$ の断面急変部を考える。波を微小振幅波とすれば、水槽ⅠからⅡへ波が進行する場合、入射波 $\eta_i$ 、反射波 $\eta_R$ および透過波 $\eta_T$ は、それぞれ次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} \eta_i &= a \cos(\sigma t - kx) \\ \eta_R &= a \beta_1 \cos(\sigma t + kx + \hat{\beta}_1) \\ \eta_T &= a \alpha_1 \cos(\sigma t - kx + \hat{\alpha}_1) \end{aligned} \right\} \quad (6.2.1)$$

ここに、 $\sigma = 2\pi/T$ 、 $k = 2\pi/L$ 、 $T$ および $L$ は、それぞれ周期および波長、 $a$ は入射波の振幅である。添字 $I$ 、 $R$ および $T$ は、入射波、反射波および透過波の特性を示すもので、 $\beta_1$ は反射率、 $\alpha_1$ は透過率、 $\hat{\beta}_1$ 、 $\hat{\alpha}_1$ は入射波に対する反射波および透過波の位相差を示している。

式(6.2.1)に対する波のポテンシャルは次式となる。

$$\phi_i = \frac{ag}{\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \sin(\sigma t - kx)$$

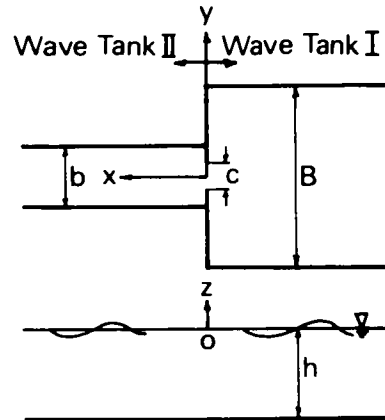


図-6.2.1 断面急変部モデルおよび座標系

$$\left. \begin{aligned} \phi_R &= \frac{\alpha \beta_1 g}{\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \sin(\sigma t + kx + \hat{\beta}_1) \\ \phi_T &= \frac{\alpha \alpha_1 g}{\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \sin(\sigma t - kx + \hat{\alpha}_1) \end{aligned} \right\} \quad (6.2.2)$$

ここに、 $g$  は重力加速度である。

$x$  方向の水平水粒子速度  $u$  を水深方向に積分して、平均値  $\bar{u}$ ，すなわち

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_h^0 u dz = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 \left( -\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dz \quad (6.2.3)$$

を求めると次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_I &= \frac{\eta_I g}{\sigma h} \tanh kh \\ \bar{u}_R &= -\frac{\eta_R g}{\sigma h} \tanh kh \\ \bar{u}_T &= \frac{\eta_T g}{\sigma h} \tanh kh \end{aligned} \right\} \quad (6.2.4)$$

$x = 0$  で、流量の連続性から、

$$B(\bar{u}_I + \bar{u}_R) = b\bar{u}_T \quad (6.2.5)$$

となり、式(6.2.4)を代入すると次式を得る。

$$B\{\cos \sigma t - \beta_1 \cos(\sigma t + \hat{\beta}_1)\} = \alpha_1 b \cos(\sigma t + \hat{\alpha}_1)$$

上式は、任意の時刻に成立するので、 $\sigma t = 0$  および  $\sigma t = \pi/2$  の時刻を考えると次式が成立する。

$$1 - \beta_1 \cos \hat{\beta}_1 = \frac{b}{B} \alpha_1 \cos \hat{\alpha}_1 \quad (6.2.6.a)$$

$$-\beta_1 \cos \hat{\beta}_1 = \frac{b}{B} \alpha_1 \cos \hat{\alpha}_1 \quad (6.2.6.b)$$

式(6.2.6)を複素ベクトル表示すると次式が得られる。

$$\frac{b}{B} \bar{\alpha}_1 + \bar{\beta}_1 = \bar{j} \quad (6.2.7)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha}_1 &= \alpha_1 \exp(i \hat{\alpha}_1) \\ \bar{\beta}_1 &= \beta_1 \exp(i \hat{\beta}_1) \\ \bar{j} &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (6.2.8)$$

で、 $i = \sqrt{-1}$  である。

次に、水槽ⅡからⅠへ波が進行する場合を考える。上述した方法と同様な方法によって、

$$b \{ \cos \sigma t - \beta_2 \cos (\sigma t + \hat{\beta}_2) \} = \alpha_2 B \cos (\sigma t + \hat{\alpha}_2)$$

の関係が得られ、式(6.2.6)の代りに次式が成立する。

$$1 - \beta_2 \cos \hat{\beta}_2 = \frac{B}{b} \alpha_2 \cos \hat{\alpha}_2 \quad (6.2.9.a)$$

$$- \beta_2 \sin \hat{\beta}_2 = \frac{B}{b} \alpha_2 \sin \hat{\alpha}_2 \quad (6.2.9.b)$$

式(6.2.9)を複素ベクトル表示すると次式となる。

$$\frac{B}{b} \bar{\alpha}_2 + \bar{\beta}_2 = \bar{j} \quad (6.2.10)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha}_2 &= \alpha_2 \exp(i \hat{\alpha}_2) \\ \bar{\beta}_2 &= \beta_2 \exp(i \hat{\beta}_2) \end{aligned} \right\} \quad (6.2.11)$$

ここで、 $\alpha_2$ 、 $\beta_2$  は、それぞれ透過率および反射率、 $\hat{\alpha}_2$ 、 $\hat{\beta}_2$  は、水槽ⅡからⅠへ向う入射波に対する透過波および反射波の位相差を表わしている。

一方、エネルギー保存則については、第5章で示したように、水槽ⅠからⅡへ波が進行する場合、式(5.3.4)から、

$$\beta_1^2 + \frac{b}{B} \alpha_1^2 + \epsilon_1 = 1 \quad (6.2.12)$$

が、また水槽ⅡからⅠへ波が進行する場合、式(5.3.18)から、

$$\beta_2^2 + \frac{B}{b} \alpha_2^2 + \epsilon_2 = 1 \quad (6.2.13)$$

が得られる。さらに、全領域で水深が一定の場合、式(5.3.20)から次式が成立することがすでに実証されている。

$$\alpha_2 = \frac{b}{B} \alpha_1 \quad (6.2.14)$$

式(6.2.6.a)、(6.2.6.b)、(6.2.9.a)、(6.2.9.b)、(6.2.12)、(6.2.13)および式(6.2.14)の7条件式に対して、未知量 $\alpha_2$ 、 $\beta_1$ 、 $\beta_2$ 、 $\hat{\alpha}_1$ 、 $\hat{\alpha}_2$ 、 $\hat{\beta}_1$  および  $\hat{\beta}_2$  を  $\alpha_1$  の関数として表わすと次のような関係が得られる。

$$\beta_1 = \sqrt{1 - \frac{b}{B} \alpha_1^2 - \epsilon_1} \quad (6.2.15)$$

$$\beta_2 = \sqrt{1 - \frac{b}{B} \alpha_1^2 - \epsilon_2} \quad (6.2.16)$$

$$\hat{\alpha}_1 = \cos^{-1} \frac{\left(1 + \frac{b}{B}\right) \frac{b}{B} \alpha_1^2 + \epsilon_1}{2 \frac{b}{B} \alpha_1} \quad (6.2.17)$$

$$\hat{\alpha}_2 = \cos^{-1} \frac{\left(1 + \frac{b}{B}\right) \alpha_1^2 + \epsilon_2}{2 \alpha_1} \quad (6.2.18)$$

$$\hat{\beta}_1 = \cos^{-1} \frac{2 - \left(1 + \frac{b}{B}\right) \frac{b}{B} \alpha_1^2 - \epsilon_1}{2 \sqrt{1 - \frac{b}{B} \alpha_1^2 - \epsilon_1}} \quad (6.2.19)$$

$$\hat{\beta}_2 = \cos^{-1} \frac{2 - \left(1 + \frac{b}{B}\right) \alpha_1^2 - \epsilon_2}{2 \sqrt{1 - \frac{b}{B} \alpha_1^2 - \epsilon_2}} \quad (6.2.20)$$

したがって、 $\alpha_1$  および  $\epsilon_1, \epsilon_2$  が与えられると、すべての未知量を求めることができる。また、種々の港湾諸元に関する  $\alpha_1$  は式 (5.3.10) で与えられ、 $\epsilon_1$  および  $\epsilon_2$  については、図 - 5.3.6 および図 - 5.3.13 から求められ、すべての未知量が計算できることがわかる。

#### (b) 港湾内の波の変形

図 - 6.2.2 に示したような港湾モデルを考える。領域Ⅰから港湾内へ侵入する波は、防波堤開口部を通過する際に変形を伴うが、防波堤から離れるにつれて、防波堤の影響が指数関数的に急速に消滅すると考えられる。また、領域の幅  $B$  および  $b$  が波長  $L$  の  $\frac{1}{2}$  よりも小さい ( $b < B < \frac{L}{2}$ ) 場合には、開口部からわずかに離れると波の運動が1次元的になると考えられている。<sup>10)</sup> 以下、用いる記号は、前項(a)と対応させ複素ベクトル表示を用い、 $\alpha$  および  $\beta$  は、それぞれ透過および反射特性を示し、 $p$  は湾奥における反射率、 $\bar{r}$  は次式で示すように複素表示した境界摩擦の特性を示すものである。

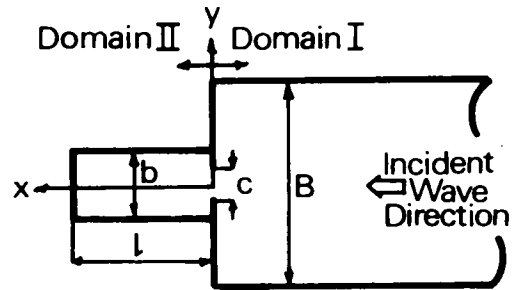


図 - 6.2.2 港湾モデルおよび座標系

$$\left. \begin{aligned} \bar{r} &= r \exp(i\hat{r}) \\ r &= \exp(-\kappa \frac{x}{L}) \end{aligned} \right\} \quad (6.2.21. a)$$

$\kappa$  については、岩垣・土屋・坂井<sup>18)</sup>によれば、次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= K \varepsilon_{b+w} \\ \varepsilon_{b+w} &= (1 + \psi) \varepsilon_b \end{aligned} \right\} \quad (6.2.21. b)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_b &= \frac{4\pi^2}{\sqrt{\frac{\pi}{\nu T}} L (\sinh 2kh + 2kh)} \\ \psi &= \frac{\sinh 2kh}{kb} \end{aligned} \right\} \quad (6.2.21. c)$$

ここに、 $\nu$ ；動粘性係数、 $b$ ；水槽幅、 $K$ ；理論上は1であるが実験結果の比較から、1.4となる定数である。

図-6.2.3は、港湾内の波の変形の様相を模式的に表わしている。

これはLeMéhautéと同様に、入射波は透過・減衰・反射を繰り返しながら波が変形するという考え方に基づくものである。

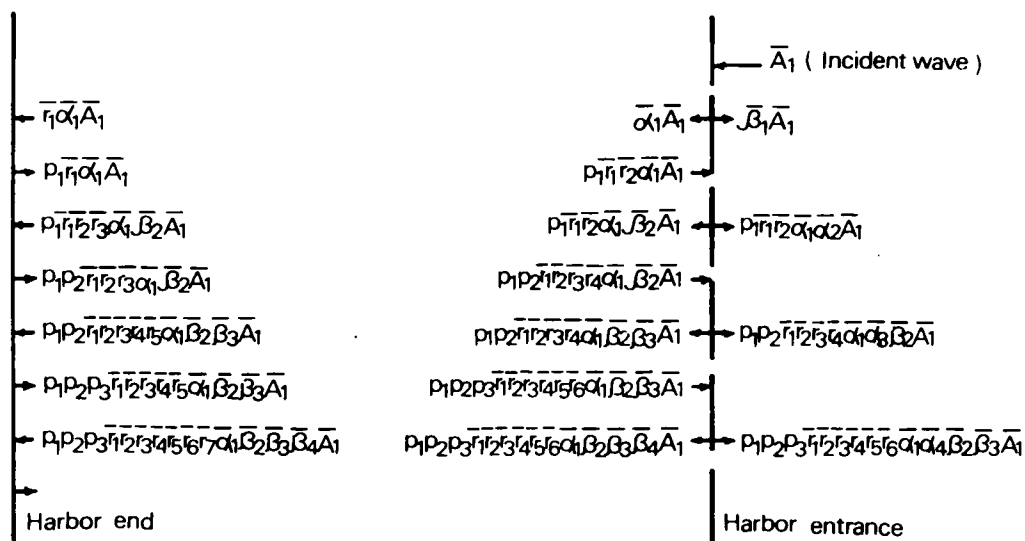


図-6.2.3 港湾内の波の透過および反射を示す模式図

まず、入射波  $\bar{A}_1$  が防波堤開口部で一部は反射し外海へ向い、残りは港湾内へ透過するが、それぞれ

の波は、 $\bar{\rho}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$ 、 $\bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$  で表わされる。透過波  $\bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$  は境界摩擦を伴いながら湾奥に達し、波  $\bar{r}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$  となる。この波は、湾奥で反射し、波  $\bar{p}_1 \bar{r}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$  となり湾口へ境界摩擦の影響をうけながら進行し、湾口で波  $\bar{p}_1 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$  になり、一部は外海へ、波  $\bar{p}_1 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{A}_1$  が再び港湾内へ反射波として伝播される。以下、同様な過程が繰り返される。

いま、湾水振動で最も興味ある問題は、湾奥の波高が入射波高に比べて、どのように増幅されるかということであるので、ここでは湾奥の波高を考える。

湾奥で岸に向う波を  $\bar{C}_0$  とし、沖に向う波を  $\bar{D}_0$  と定義すると、

$$\begin{aligned} \bar{C}_0 = & \bar{r}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1 + \bar{p}_1 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{A}_1 + \bar{p}_1 \bar{p}_2 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 \bar{r}_4 \bar{r}_5 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{\beta}_3 \bar{A}_1 \\ & + \bar{p}_1 \bar{p}_2 \bar{p}_3 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 \bar{r}_4 \bar{r}_5 \bar{r}_6 \bar{r}_7 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{\beta}_3 \bar{\beta}_4 \bar{A}_1 + \dots \end{aligned} \quad (6.2.22)$$

$$\begin{aligned} \bar{D}_0 = & \bar{p}_1 \bar{r}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1 + \bar{p}_1 \bar{p}_2 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{A}_1 + \bar{p}_1 \bar{p}_2 \bar{p}_3 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 \bar{r}_4 \bar{r}_5 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{\beta}_3 \bar{A}_1 \\ & + \bar{p}_1 \bar{p}_2 \bar{p}_3 \bar{p}_4 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 \bar{r}_4 \bar{r}_5 \bar{r}_6 \bar{r}_7 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{\beta}_3 \bar{\beta}_4 \bar{A}_1 + \dots \end{aligned} \quad (6.2.23)$$

となる。

したがって、湾奥の波高は、 $2 |\bar{C}_0 + \bar{D}_0|$  で与えられる。ところが、式(6.2.22)および式(6.2.23)をみると、 $\bar{r}_1$ 、 $\bar{r}_2$ 、 $\bar{r}_3$ 、……、 $\bar{p}_1$ 、 $\bar{p}_2$ 、 $\bar{p}_3$ 、……、 $\bar{\beta}_2$ 、 $\bar{\beta}_3$ 、 $\bar{\beta}_4$ 、……、などの諸量は、港湾内に侵入した波の諸特性、たとえば、波形こう配などが式中の第1項、第2項、第3項、……、によって変化することが考えられるので直接計算することは不可能となる。そこで、次の仮定に基づいて式を簡略化することにする。

$$\left. \begin{aligned} \bar{r}_1 &= \bar{r}_2 = \bar{r}_3 = \dots = \bar{r} \\ \bar{p}_1 &= \bar{p}_2 = \bar{p}_3 = \dots = \bar{p} \\ \bar{\beta}_1 &= \bar{\beta}_3 = \bar{\beta}_4 = \dots = \bar{\beta}_2 \end{aligned} \right\} \quad (6.2.24)$$

と置くと、式(6.2.22)および式(6.2.23)の無限級数は収束し次のようになる。

$$\bar{C}_0 = \frac{\bar{r} \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1}{1 - \bar{p} \bar{r}^2 \bar{\beta}_2} \quad (6.2.25)$$

$$\bar{D}_0 = \frac{\bar{p} \bar{r} \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1}{1 - \bar{p} \bar{r}^2 \bar{\beta}_2} \quad (6.2.26)$$

上式から、湾奥の波高が次のように求められる。

$$2 |\bar{C}_0 + \bar{D}_0| = 2 \left| \frac{(1 + \bar{p}) \bar{r} \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1}{1 - \bar{p} \bar{r}^2 \bar{\beta}_2} \right| \quad (6.2.27)$$

ここで、波高増幅率  $R$  を、港湾内の波高と開口部を閉じたときの開口部外海側の波高 ( $4|\bar{A}_1|$ ) との比と定義すれば、湾奥における波高増幅率は次式で求められる。

$$R = \frac{r \alpha_1 (1 + p)}{2 \sqrt{1 + (\beta_2 r^2 p)^2 - 2 \beta_2 r^2 p \cos(\hat{\beta}_2 + 2\hat{r})}} \quad (6.2.28)$$

上式は、第2章で示した LeMéhauté の式 (2.2.31) と一致する。すなわち、LeMéhauté の式は式 (6.2.24) の仮定があってはじめて成立するものである。

式 (6.2.28) における、 $\alpha_1$ 、 $\beta_2$  および  $\hat{\beta}_2$  は、それぞれ式 (5.3.10)、(6.2.16) および式 (6.2.20) から計算でき、湾奥の反射率は必要に応じて決定し (たとえば、Miche<sup>19)</sup> の理論から計算できるが、考えている長周期波では、ほとんど  $p \approx 1$  としてもよいであろう)、 $\hat{r}$  は、湾口と湾奥の位相差であるので次式で与えられる。

$$\hat{r} = -2\pi \frac{\ell}{L} \quad (6.2.29)$$

以上で、波のエネルギー逸散を考慮した湾奥における応答振動が容易に計算できることがわかる。

## 2) 理論の適用限界

任意の長方形港湾における湾奥の振動特性は、式 (6.2.28) で与えられるが、式中の  $\beta_2$  および  $\beta_2$  を満足する  $\varepsilon_2$  の上限値が存在することが式 (6.2.16) および式 (6.2.20) からわかる。すなわち、式 (6.2.28) の解を得るには次の条件を満足することが必要である。

$$\beta_2^2 = 1 - \frac{b}{B} \alpha_1^2 - \varepsilon_2 \geq 0 \quad (6.2.30)$$

$$|\cos \hat{\beta}_2| \leq 1 \quad (6.2.31)$$

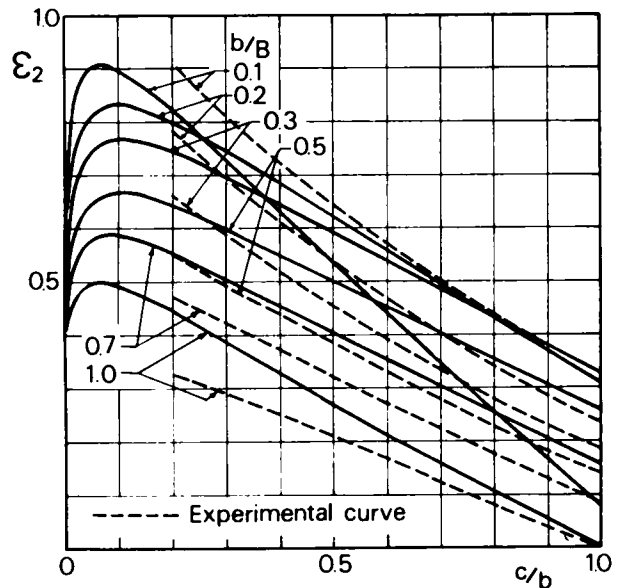


図 - 6.2.4  $\varepsilon_2$  の上限値

図 - 6.2.4 の実線は、両式を満足するエネルギー逸散率  $\varepsilon_2$  の上限値を示

したもので、式 (6.2.28) を適用するには、 $\varepsilon_2$  がこれらの値よりも小さくなければならない。そこで、あらためて、第5章で示した図 - 5.3.13 の実験曲線を同図に破線で併記すると、 $b/B = 0.1$  の



場合は  $\epsilon_2$  の値がこの適用限界以上になっており、式 (6.2.28) が適用できないことがわかる。しかし、 $b/B = 0.2$  以上になれば、 $\epsilon_2$  の値がすべての条件を満足しており、式 (6.2.28) の適用範囲内にあることが理解できる。

### 3) 実験結果との比較

#### (a) 実験諸元

本節 2) で求めた理論の妥当性を検証するため実験を行った。実験は、アクリル製港湾模型を造波板から 18.5 m の位置に設置し、周期を一定にして湾長を変化させ、湾奥における波高を測定した。

表-6.2.1 は、この実験に用いた実験諸元を示したものである。

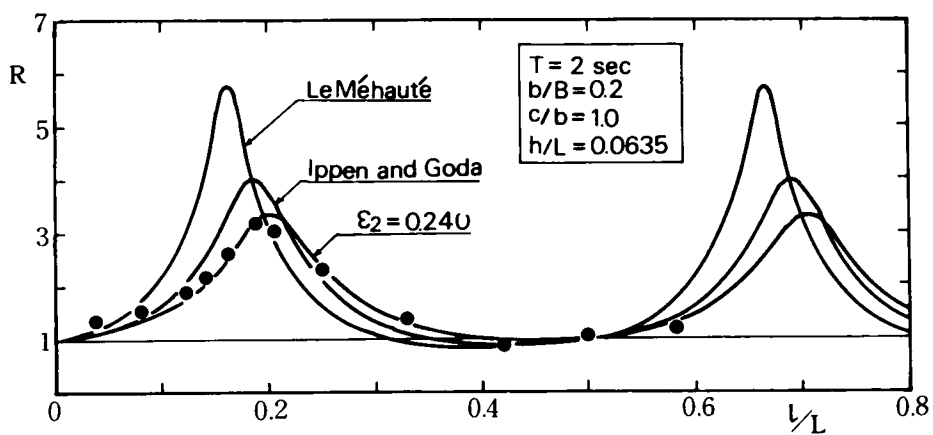
表-6.2.1 実験諸元

Run No.	$B$ (cm)	$b$ (cm)	$c$ (cm)	$T$ (sec)	$h$ (cm)	* $H_I$ (mm)	$b/B$	$c/b$
1 - 1	100	50	4	2	15	11.5	0.2	0.2
2			8					0.4
3			12					0.6
4			16					0.8
5			20					1.0
2 - 1	100	50	6	2	15	11.5	0.3	0.2
2			12					0.4
3			18					0.6
4			24					0.8
5			30					1.0
3 - 1	100	50	10	2	15	11.5	0.5	0.2
2			20					0.4
3			30					0.6
4			40					0.8
5			50					1.0

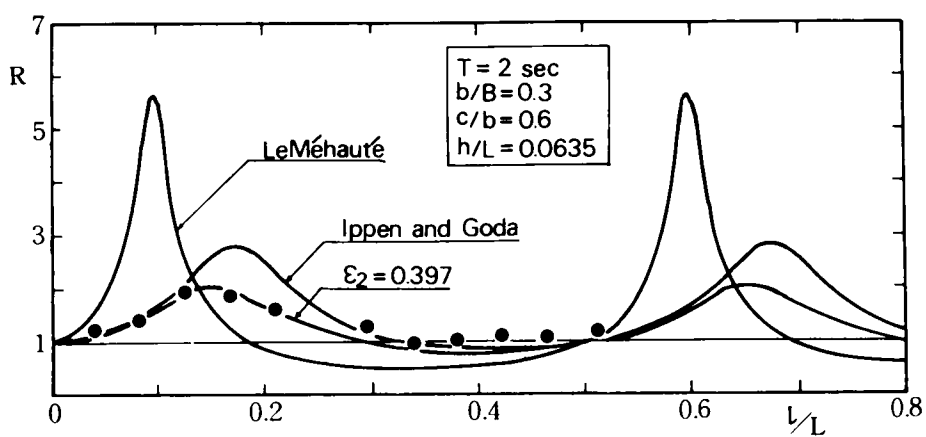
\* $H_I$  : incident wave height

#### (b) 実験結果および考察

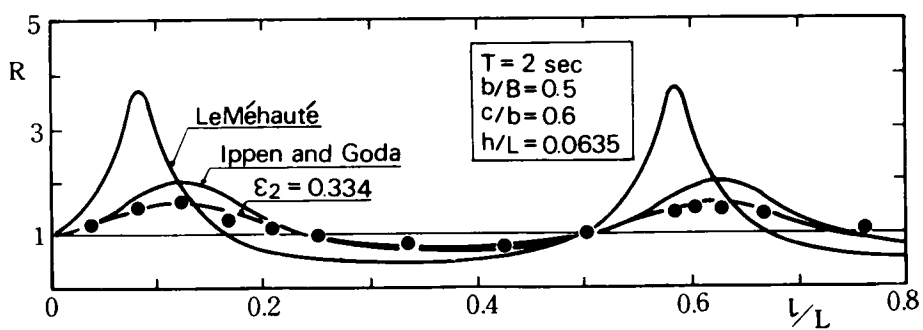
図-6.2.5 は、湾奥における振動特性を示したものの一例で、式 (6.2.28) において、 $p = 1$ 、 $r = 1$  とし、図-5.3.3 の実験曲線から、それぞれの場合のエネルギー逸散率  $\epsilon_2$  を読み取り、その値を用いて計算した結果を示している。なお、同図には、式 (2.2.8) で示される Ippen-Goda の理論および式 (2.2.31) で求められる LeMéhauté の理論も併記している。図から、防波堤開口部における波のエネルギー逸散を考慮した理論から得られた結果は、実験値と非常によく一致することがわか



(1)



(2)



(3)

図-6.2.5 湾奥の振動特性

る。一方、LeMéhauté の理論解は実験値と合わないで、共振時の  $\ell/L$  を過少に、また共振時の  $R$  を過大に見積る結果となっているが、これは開口部における波のエネルギー逸散を無視していること、および透過率  $\alpha_1$  を与える実験式 (2.2.39) が適当でないことによるものである。Ippen-Goda の理論は、外海が半無限であるので、いちがいに比較できないが、 $b/B = 0.2$  でも共振時の  $R$  を過大に与えることがわかる。

図-6.2.6 は、図-6.2.5 と同様、本実験で得られた湾奥の振動特性と式 (6.2.28) とを比較したもので、全般的に理論計算結果と実験結果がよく一致することがわかる。

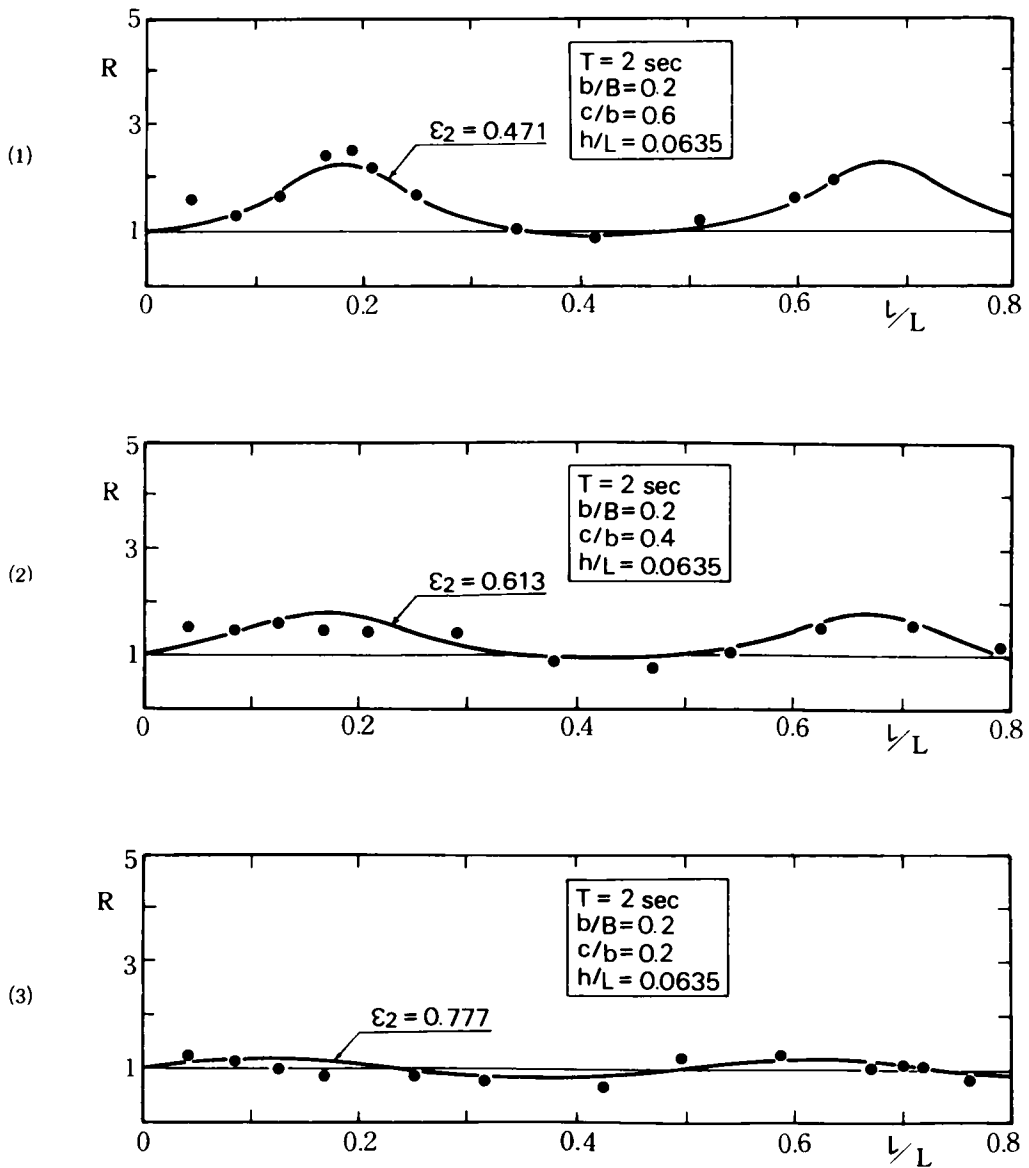


図 - 6.2.6

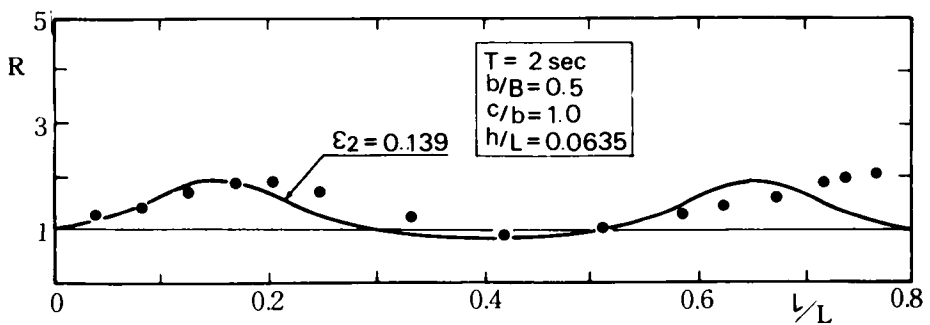
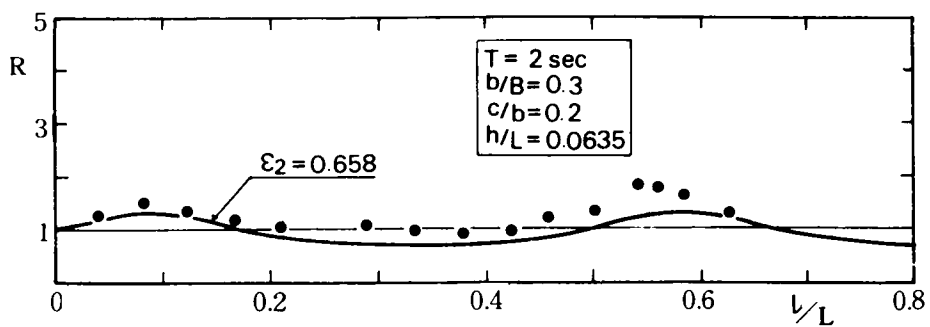
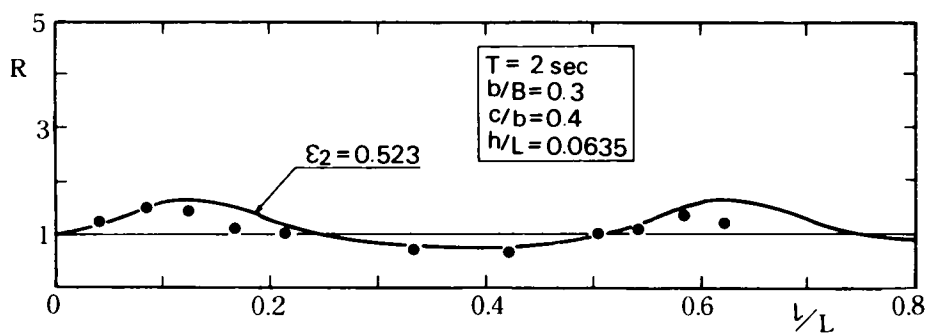
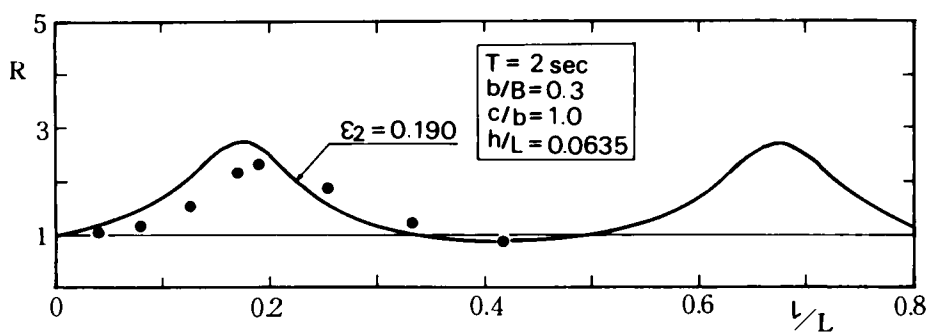


图 - 6. 2. 6

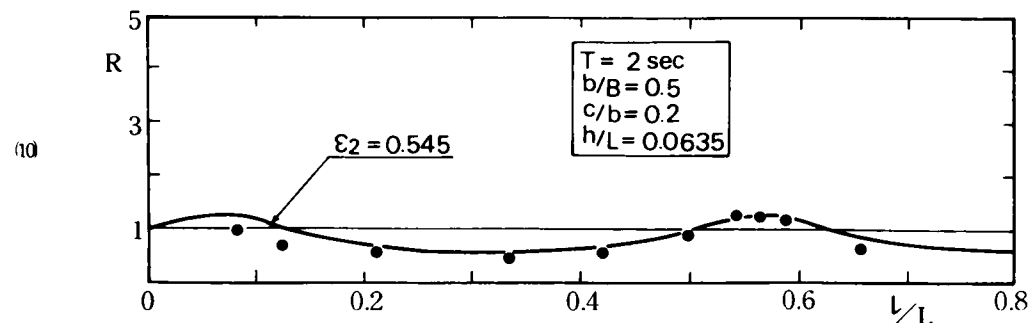
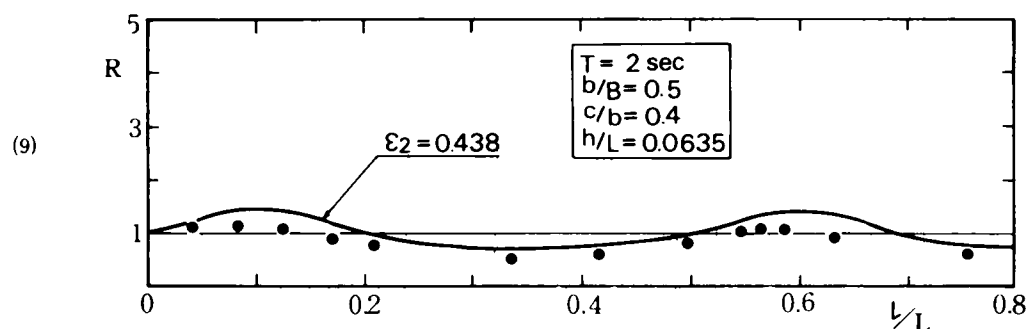
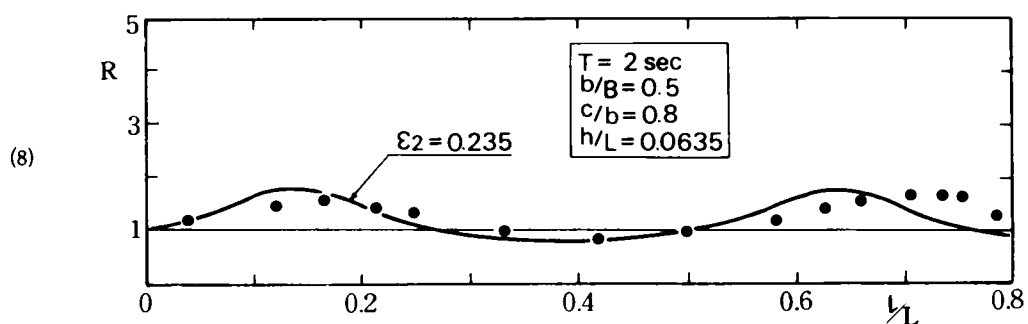


図-6.2.6 式(6.2.28)と実験値との比較

(c) 理論解の有効性の検討

本理論に含まれる透過率  $\alpha_1$  およびエネルギー逸散率  $\epsilon_2$  は、第5章で示したように、水深  $h = 15$  cm, 周期  $T = 2$  sec の実験から得られたものであり、実験条件が異なる場合についても、式(6.2.28)が適用できるかどうかの問題となる。ここでは、入射波高、水深、水槽幅が第5章で示した条件と異なる場合について解の有効性を検討する。

第3章で行った実験は、水槽幅  $B = 50$  cm, 港湾幅  $b = 47$  cm および  $10$  cm, 水深  $h = 10$  cm, 周期  $T = 1$  sec および  $2$  sec であった。

表-6.2.2は、第3章で行った実験のうちから、若干の実験をとりあげ、式(6.2.28)が適用できるかどうかを調べるための計算条件を示している。

表-6.2.2 計 算 条 件

Cal No.	$B$ (cm)	$b$ (cm)	$c$ (cm)	$T$ (sec)	$h$ (cm)	* $H_i$ (mm)	$b/B$	$c/b$
1	50	10	5	1	10	7.9	0.20	0.50
2	50	47	10	1	10	12.6	0.94	0.21
3	50	47	15	2	10	5.0	0.94	0.32
4	50	47	20	1	10	12.1	0.94	0.42

\* $H_i$  : incident wave height

図-6.2.7は、図-5.3.3の実験曲線から、それぞれ $\epsilon_2$ を読み取り、式(6.2.28)で計算した結果と実験値を比較したものであり、入射波高、周期、水深および水槽幅が第5章の実験条件と異なった場合でも、式(6.2.28)が妥当で適用可能であることがわかる。ここには記載していないが、第3章で示した他の実験についても計算結果とよく一致することを付記しておく。

したがって、透過率 $\alpha_1$ を与える実験式(5.3.10)およびエネルギー逸散率 $\epsilon_2$ を与える図-5.3.3

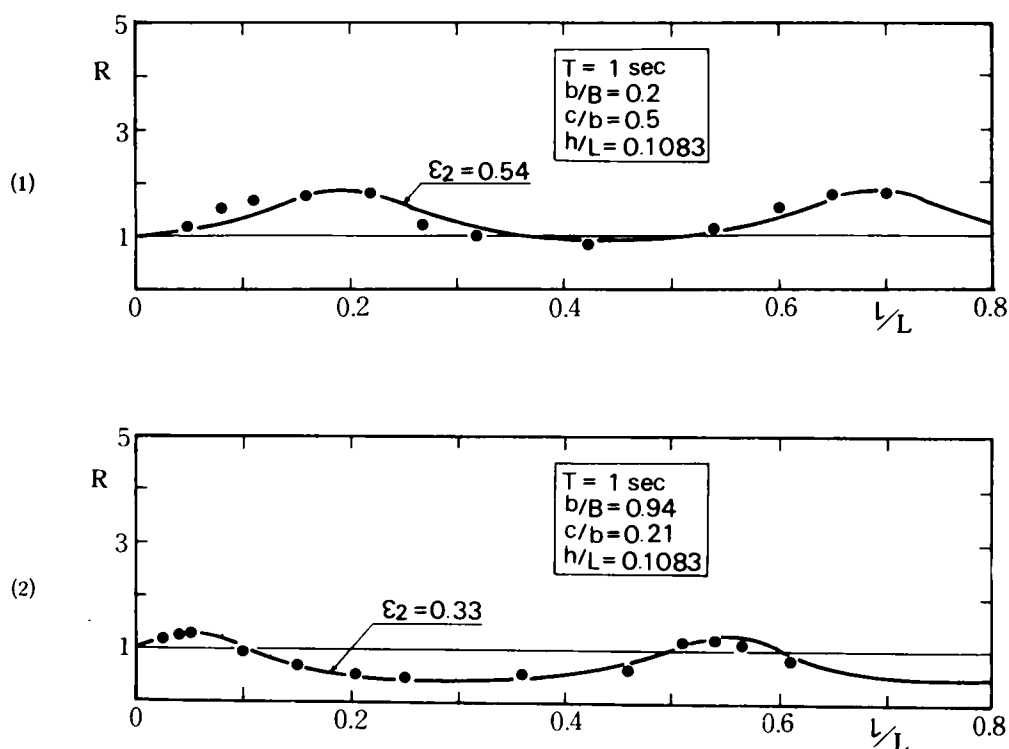


図 - 6.2.7

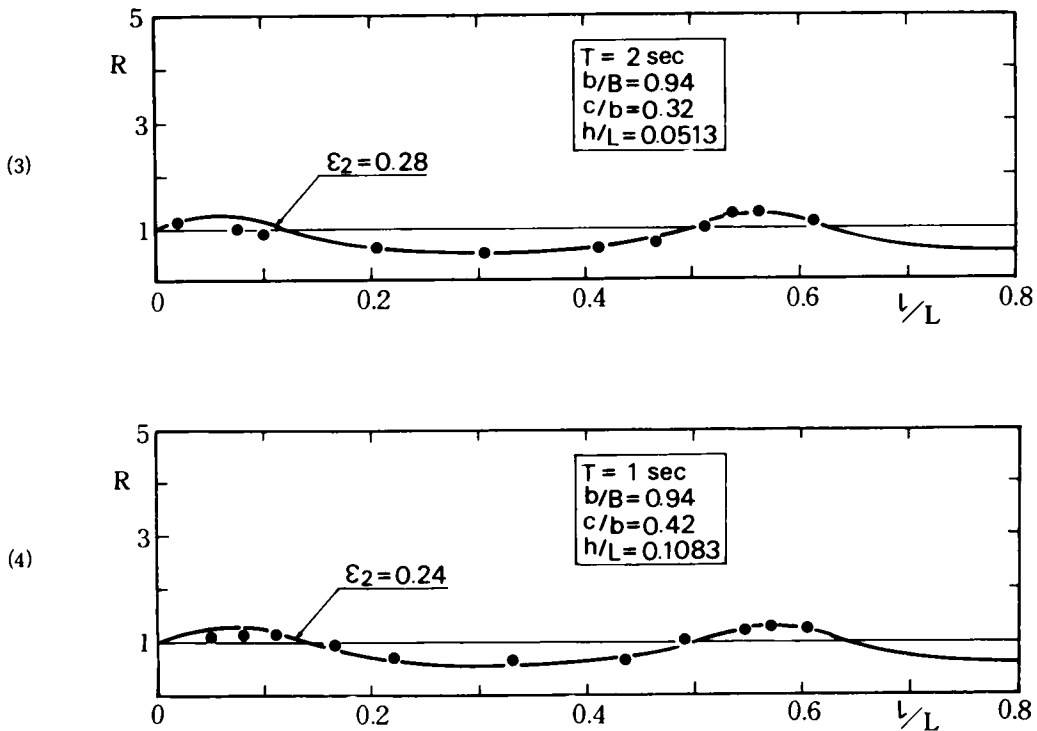


図-6.2.7 式(6.2.28)と実験値との比較

の実験曲線は、実験の範囲内では一般化されたものであるといえよう。もっとも、入射波高の相違によって波高増幅率が変化する現象<sup>20),21)</sup>については、単に $c/b$ および $b/B$ で表わされる形状効果以外に $H/h$ ,  $h/L$ などによる非線形効果が強くなるので、このような場合のエネルギ逸散率 $\epsilon_2$ については、さらに検討を要するであろう。

### 第3節 湾水振動に及ぼす諸要素の影響

従来の理論によれば、共振時の波高増幅率 $R_R$ および共振周期に相当する共振相対湾長 $\ell_R/L$ を定量的に把握することができなかった。したがって、湾水振動の諸現象を解明するために、第3章で述べたように、共振現象が生じるように、あらかじめ実験的に港湾を設定して、その場合に起こる諸現象を詳細に検討する方法がとられてきた。しかし、本章で示したように、理論的な解の妥当性が実証されると、その解の特性を調べることによって湾水振動の性質をかなり明確にすることができ、その制御についても定量的に検討することが可能である。

本節では、湾水振動を制御するという観点から、次の2つの方法について考察する。まず第1に湾口に防波堤を設置して開口幅を小さくし、波の波エネルギー逸散をうながし、同時に港湾内へ侵入す

る波のエネルギーを減少させるための防波堤の効果について検討する。第2に、港湾内の境界面に消波構造物を設置することによって、湾奥からの反射波のエネルギーを減少させ、あるいは、側壁などの境界摩擦を増大させることによって、波のエネルギー逸散をうながす場合の反射率および境界摩擦の影響について検討する。

### 1) 防波堤の影響

$b/B$  および  $c/b$  が与えられると、図-5.3.3の実験曲線から一定の  $\varepsilon_2$  が決定され、各種港湾幅について防波堤開口幅を変化させた場合の湾奥における応答振動が計算できる。図-6.3.1は、防波堤開口部における波のエネルギー逸散を考慮した湾奥の振動特性を示したもので、式(6.2.28)において、 $p=1$ 、 $r=1$ とした計算結果である。これらの計算結果が、実験値とよく一致することはすでに述べたとおりである。図から、 $c/b$  が小さくなるにつれて共振時の波高増幅率  $R_R$  は小さくなり、共振を生じる湾長が次第に短くなることがわかる。

以下、工学的に最も重要な共振時について考察する。なお、入射波の周期を一定として湾長を変化させる、いわゆる形状応答を考えているため、共振特性は基本モードおよび第2次モードの場合についても変化しないので、基本モードの場合についてのみ考察することにして、さらに、 $c/b < 0.2$  に

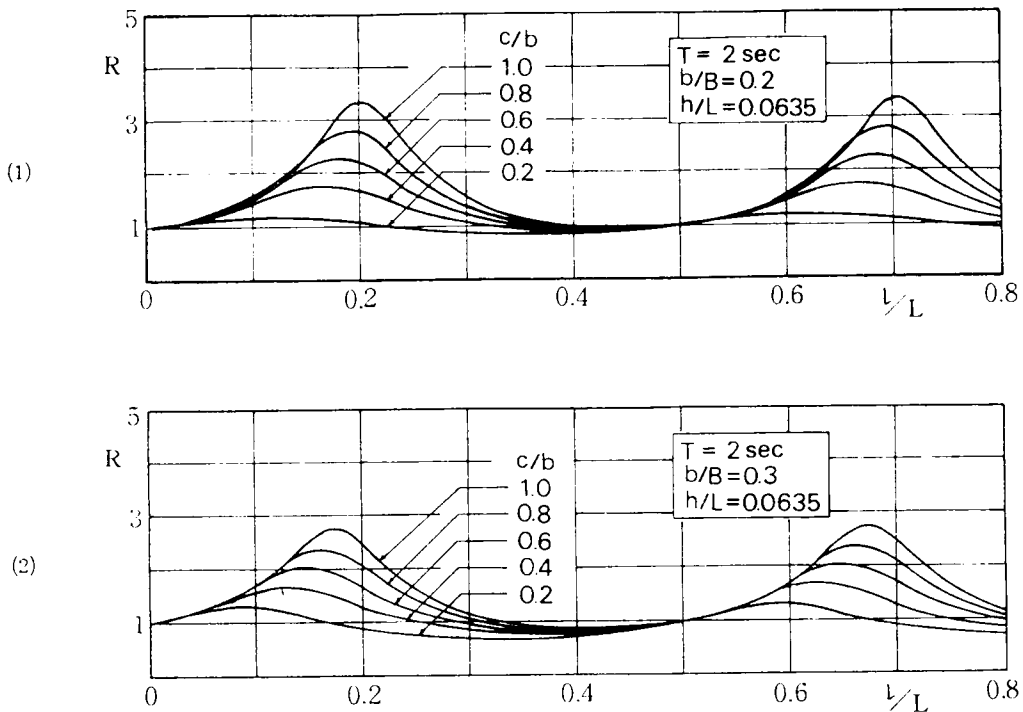


図 - 6. 3. 1



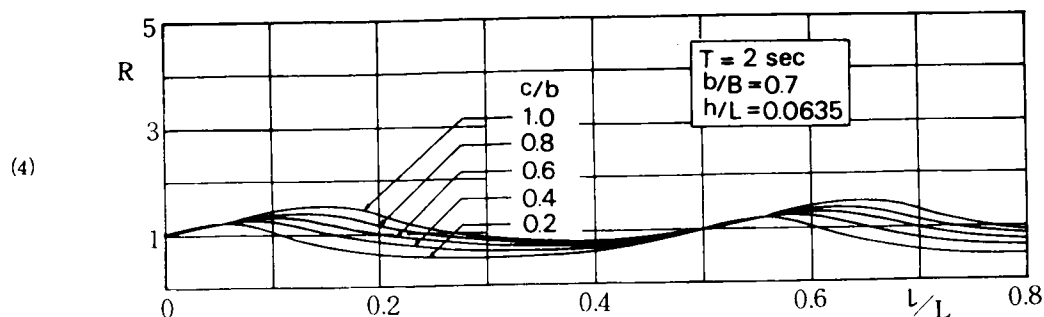
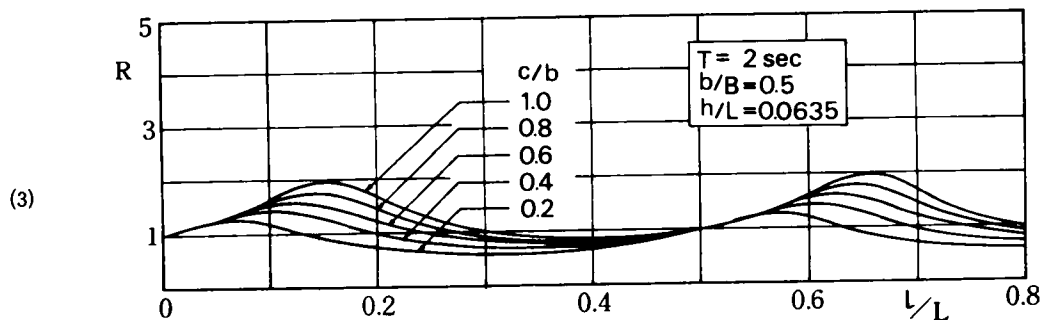


図-6.3.1 波のエネルギー 逸散を考慮した理論による湾奥の振動特性

ついては、 $\epsilon_2$  の値が得られていないので、本節では主として  $c/b \geq 0.2$  の場合を考えることにする。

(a) 共振時の湾長波長比  $\ell_R/L$  と開口比  $c/b$  との関係

式 (6.2.28) において、湾奥が最大波高となるのは次式が成立するときである。

$$\hat{\beta}_2 + 2\hat{r} = 2n\pi \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (6.3.1)$$

したがって、式 (6.2.29) を考慮すれば次式が得られる。

$$\frac{\ell_R}{L} = \frac{\hat{\beta}_2 - 2n\pi}{4\pi} \quad (6.3.2)$$

図-6.3.2 は、 $\ell_R/L$  と  $c/b$  との関係を示したもので、共振湾長はいずれの港湾幅についても防波堤がない ( $c/b = 1$ ) 場合に最大となり、港湾幅が小さく、開口幅が大きくなるほど共振湾長は長くなることがわかる。しかし、一端が全開の場合に湾口で節があらわれるときの値  $\ell_R/L = 0.25$  よりも小さい。

開口幅の相違によって、かなり共振湾長が異なるが、これはとりもなおさず外海から来襲する長周期波の卓越周期がわかっているような場合、防波堤を設置して開口幅を変化させることにより、共振現象を制御できることを要付けるものであろう。

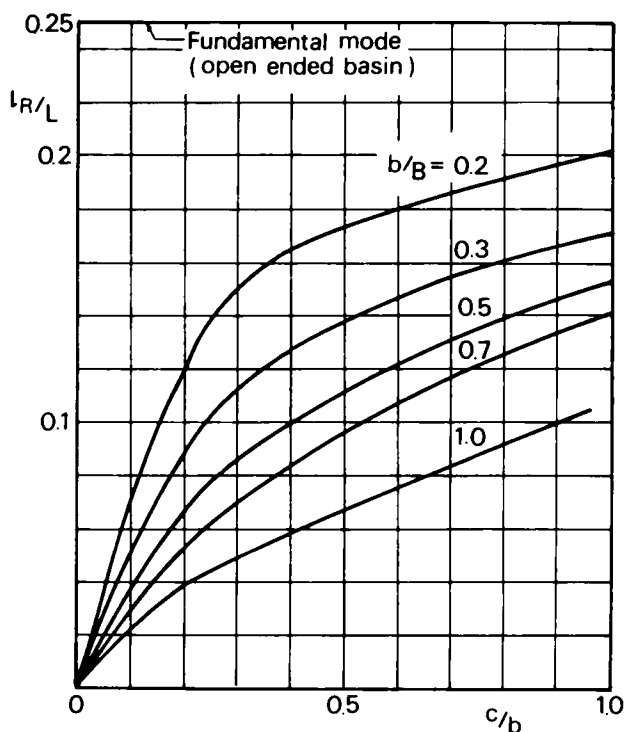


図-6.3.2  $lR/L$  と  $c/b$  との関係

係を示したもので、 $b/B$  によって  $R_R$  の傾向が異なる。 $b/B = 0.2 \sim 0.7$  の範囲では、開口幅が大きくなるにつれて  $R_R$  は大きくなり、港湾幅が小さいほどその増加の程度は大きくなる。一方、 $b/B = 1$  の場合、開口幅が増加するにつれて極端ではないが  $R_R$  がかえって減少し、いわゆる *harbor paradox* が成立する。ただ、*harbor paradox* が成立したとしても、 $R_R$  の  $c/b$  に対する変化は少なく、したがって、実際には、防波堤の開口幅を小さくする方が共振現象を抑制するのに有効であろう。 $c/b < 0.2$  の場合については、この図だけではわからないが、 $c/b = 0.2$  程度にすれば、港湾幅のいかににかかわらず、共振波高を重複波高の1.2倍（入射波高の2.4倍）程度に抑制しうることは興味深い。

次に、湾口に防波堤がない場合で共振現象が生じているとき、防波堤を設置することによって、波高増幅率  $R$  がどの程度制御できるかを考察したものが図-6.3.4である。図から、港湾幅

(b) 共振時の波高増幅率  $R_R$  と開口比  $c/b$  との関係

開口幅の変化に伴う共振時の波高増幅率  $R_R$  の変化を調べるが、特に *harbor paradox*<sup>8)</sup> についても検討する。

共振時の湾奥における波高を求めるには、式(6.2.27)の分母が、

$$|1 - p r^2 \beta_2| = 1 - p r^2 \beta_2 \quad (6.3.3)$$

となるときであるので、式(6.2.28)から、

$$R_R = \frac{r \alpha_1 (1 + p)}{2 (1 - \beta_2 r^2 p)} \quad (6.3.4)$$

が得られる。

図-6.3.3は、 $R_R$  と  $c/b$  との関係

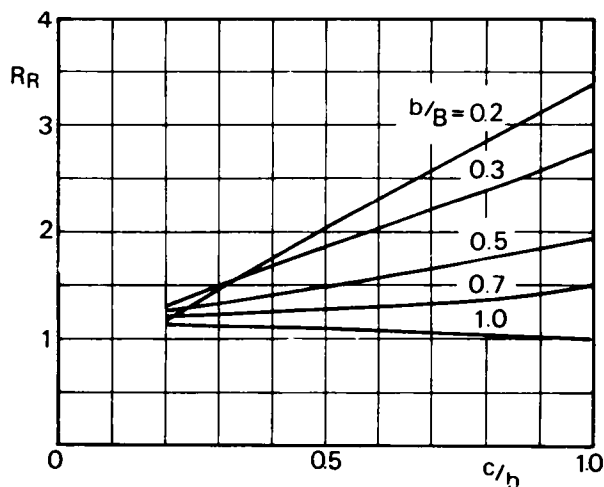


図-6.3.3  $R_R$  と  $c/b$  との関係

が小さくなるほど防波堤の設置による開口幅の減少効果は顕著となり、 $b/B = 0.2$  の場合のように防波堤がない場合は入射波高の7倍近くにもなる波高が、 $c/b = 0.2$  とすると入射波高の2倍程度（重複波高）に減少させることが可能であることがわかる。

(c) 最小波高増幅率  $R_m$  と開口比  $c/b$  との関係

式 (6.2.28) において、湾奥が最小波高となるのは、

$$\hat{\beta}_2 + 2\hat{r} = (2n - 1)\pi \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (6.3.5)$$

となるときであるので、式 (6.2.29) を考慮すれば次式が得られる。

$$\frac{\ell_m}{L} = \frac{\ell_R}{L} + \frac{1}{4} \quad (6.3.6)$$

ここに、 $\ell_m$  は湾奥の波高が最小となるときの湾長である。

このとき、

$$R_m = \frac{r\alpha_1(1+p)}{2(1+\beta_2 r^2 p)} \quad (6.3.7)$$

が得られる。

図-6.3.5は、 $R_m$  と  $c/b$  との関係を示したもので、開口幅が大きくなると  $R_m$  も増加するが、港湾幅が小さい場合は防波堤の開口幅の影響はほとんどないことがわかる。しかし、 $R_R$  と比較して  $R_m$  については、防波堤の効果はあまり期待できないことがわかる。

もちろん、湾内に新しく港湾を建設

するような場合、あるいは津波防波堤を湾内に設置するような場合には、式 (6.3.6) から設置位置を決めるための湾長が計算でき、その場合には、湾奥の波高を重複波高以下に減少させることが可能となるであろう。

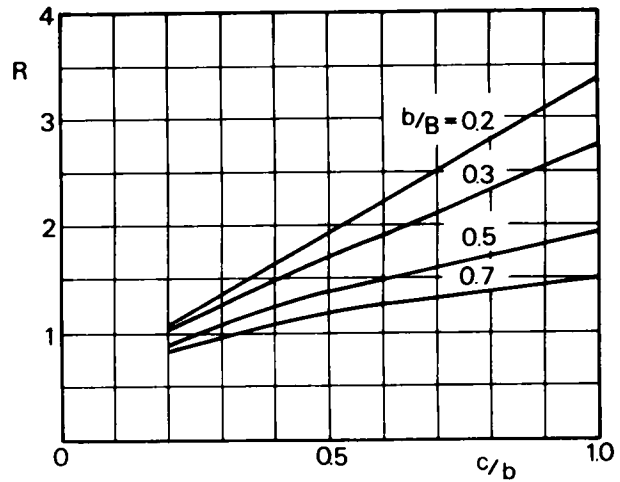


図-6.3.4 防波堤設置効果

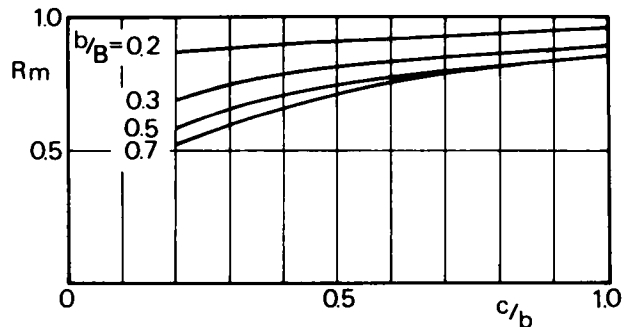


図-6.3.5  $R_m$  と  $c/b$  との関係

## 2) 港湾内の境界面の影響

### (a) 湾奥の反射率 $p$ の影響

波が長周期の場合には、湾奥が緩やかな海底こう配であってもほとんど完全反射になって、反射率を低減させることができないことはよく知られていることである。したがって、ここでは湾奥に何らかの消波構造を有する消波護岸や消波岸壁が考案され、反射率  $p$  を減少させうるものと仮定して、湾水振動に及ぼす  $p$  の影響を考える。

図-6.3.6は、式(6.3.4)において、 $r=1$ とし、 $p$ を1～0.8まで減少させた場合の $R_R$ の変化を示したものの一例である。図から、 $b/B=0.2$ のように、港湾幅が小さい場合には、開口幅が大きくなるほど、 $p$ が共振現象に及ぼす効果は大きくなるが、開口幅が小さくなると $p$ の効果はたいして現れない。すなわち、 $c/b$ が小さい場合には、湾奥に消波構造物を設置しても、湾水振動の抑制効果は少ないといえよう。

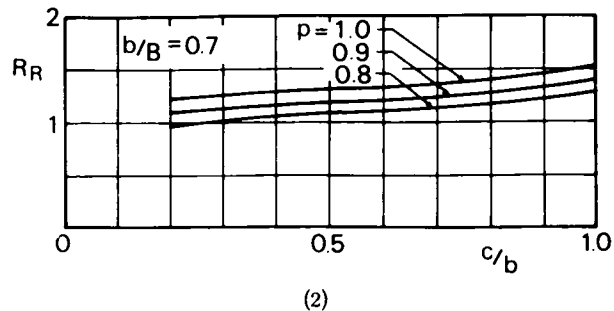
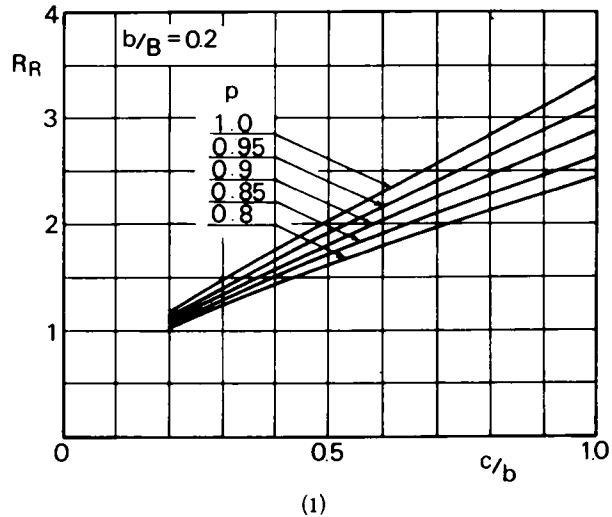


図-6.3.6 反射率の影響

しかし、 $b/B$ が、かなり大きい場合には、 $c/b$ の変化による $R_R$ の変化そのものは小さくなるので、防波堤で湾水振動を制御するか、消波構造物でそれを制御するかについては、経済性および湾奥の機能・使用目的によるであろう。

### (b) 境界摩擦 $r$ の影響

第4章でも述べたように、境界摩擦による湾水振動の減衰効果は必ずしも期待できないが、たとえ

ば人工的に側壁を消波構造としているような場合には、境界摩擦によってどの程度湾水振動を制御しうるかについて検討しておく必要がある。

湾長  $\ell$  の港湾について、境界摩擦による波高減衰率  $r$  は、式 (6.2.21.a) から、次式で表わされる。

$$r = \exp\left(-\kappa \frac{\ell}{L}\right) \quad (6.3.8)$$

図-6.3.7は、式 (6.3.8) の  $\kappa$  を 0~0.8 まで変化させたときの  $\ell/L$  に対する  $r$  の変化を示したものである。

$\kappa = 0.2$  では、波が約 5 波長で初期波高の  $1/2$  になり、 $\kappa = 0.8$  では、波が約 3 波長進行すると初期波高の  $1/10$  に減衰するというもので、非常に極端な減衰効果がある場合についても境界摩擦の検討している。

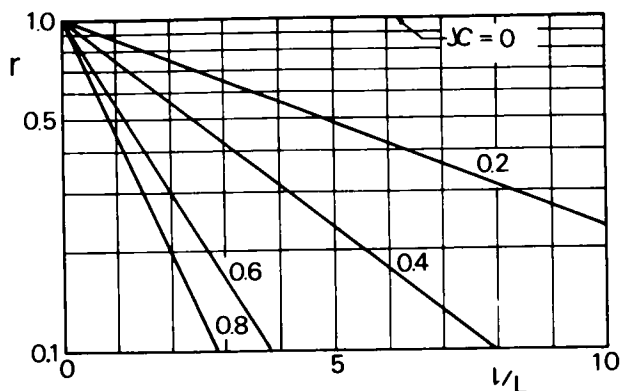
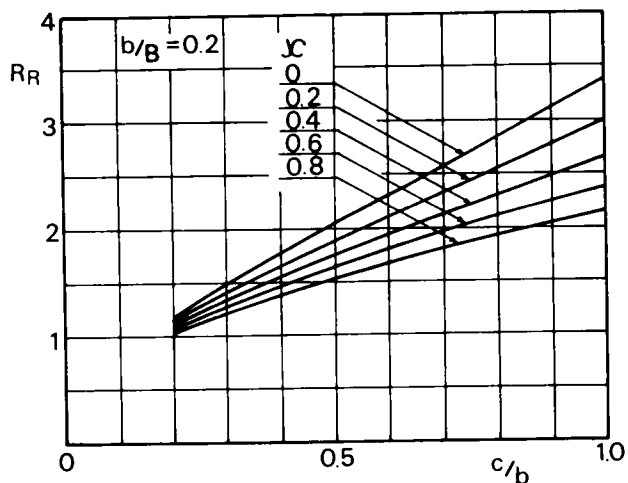
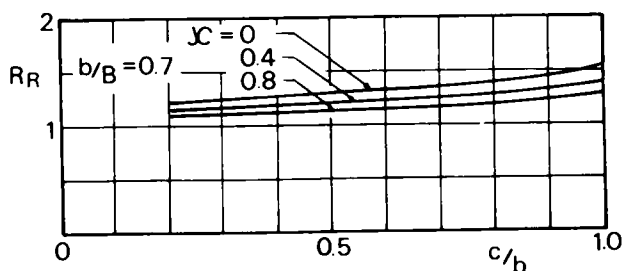


図-6.3.7  $\kappa$  と  $r$  との関係

図-6.3.8は、式 (6.3.4) において、 $p = 1$  とし、 $\kappa$  を 0~0.8 まで変化させた場合の  $R_R$  の変化を示したものの一例である。図から、 $b/B = 0.2$  のように港湾幅が小さい場合、湾奥の反射率  $p$  の変化同様、開口幅が大きくなるほど  $\kappa$  の共振現象を抑制する効果は大きくなるが、開口幅が小さくなると境界摩擦の効果はほとんどなくなる。一方、 $b/B = 0.7$  のように港湾幅が大きくなると、先に述べた  $p$  と同様の効果があるようである。しかし、 $\kappa = 0.8$  というようにすることが実際に可能かどうかが問題であり、港湾内の境界面を種々変化させる方法は、 $b/B$  がかなり小さい場合にのみ有効と考える方がよいであろう。



(1)



(2)

図-6.3.8 境界摩擦の影響

## 第4節 結 語

以上、第6章では、湾水振動の制御方法に関する一般的な考え方を述べるとともに、本論文で対象とする長方形港湾について、波のエネルギー逸散を考慮した湾水振動理論を導き、その解の特性に基づいて湾水振動の制御という観点から考察を行ったものであり、得られた結果を要約すれば次のとおりである。

まず、第2節では、第5章で明らかにした防波堤開口部における波のエネルギー逸散量を考慮した湾水振動理論を導き、 $b/B \geq 0.2$ であれば本理論が適用できることを示した。さらに各種の場合について実験を行い理論解は実験結果と非常によく一致することを示し、本理論の妥当性を実証した。ついで、本理論に重要な影響を及ぼす急縮断面に関する透過率 $\alpha_1$ およびエネルギー逸散率 $\varepsilon_2$ が、第5章で示した実験条件と異なる場合にも適用できることを明らかにした。

第3節では、この理論解をもとに、湾水振動の制御の観点から、防波堤の影響および港湾内の境界面の影響について詳細に調べた。その結果、共振湾長は、いずれの港湾幅の場合でも、防波堤がない場面が最大とはなるが、港湾幅が小さく、開口幅が大きくなるほど共振湾長は長くなることを示した。また、*harbor paradox*について検討し、ほとんどの場合、その*paradox*は成立しないことを明らかにし、開口幅を小さくすることによって湾奥の波高を低減しうることを示した。なお、 $b/B = 1$ の場合には、その*paradox*が成立するが、開口幅の操作による湾奥の波高そのものの変化は少なく、実際には、 $c/b = 0.2$ 程度にすれば、いずれの港湾幅でも入射波高の2.4倍程度に共振波高を抑制しうることを明らかにした。同時に、防波堤がない状態で共振現象が生じている港湾に対して、防波堤が設置したとき、防波堤の設置効果を調べた結果、それは港湾幅が小さくなるほど顕著となり、 $b/B = 0.2$ の場合には、入射波高の7倍近くの共振波高が $c/b = 0.2$ にすること、入射波高の2倍程度に減少できることを明らかにした。

さらに、湾奥の波高が最小になるような湾長を求めることが容易にでき、したがって、湾内に新しく港湾を建設したり、津波防波堤を設置するような場合には、その位置の決定が可能となり、湾奥の波高は重複波高以下にできることを示した。しかし、この場合、防波堤の開口幅の減少効果は期待できないことを明確にした。

次に、港湾内の境界面の影響をみるため、まず湾奥の反射率の影響を調べたが、港湾幅が小さい場合には、開口幅が大きい方が反射率の共振現象を抑制する効果が大きく、開口幅が小さくなると反射率を減少させても効果は少ないこと、港湾幅がかなり大きくなると、反射率は湾水振動の制御に大きく影響を及ぼすことを明らかにした。一方、側壁の境界摩擦の影響については、反射率の影響とはほぼ同様な傾向が得られるが、港湾内の境界摩擦を大きくさせることによって、湾水振動を抑制する効果を増そうとする試みは、港湾幅がかなり小さい場合にのみ考えられることを示した。

## 参 考 文 献

- 1) 本間 仁：海岸防災，防災科学技術シリーズ6，共立出版，p. 312，1973.
- 2) 梶浦欣二郎：湾水振動におよぼす防波堤の効果，東京大学地震研究所彙報，第41号，pp. 403 - 418，1963.
- 3) 堀川清司・西村仁嗣：津波防波堤の効果について，第16回海岸工学講演会講演集，pp. 365 - 369，1969.
- 4) 堀川清司・首藤伸夫・西村仁嗣：津波防波堤の効果について(2)，第17回海岸工学講演会論文集，pp. 421 - 426，1970.
- 5) Vanoni, V. A. and J. H. Carr : Harbor surging, Proc. 1st Conf. on Coastal Eng., pp. 60 - 68，1950.
- 6) Bretschneider, C. L. : Topics in ocean engineering, Gulf Publishing Company, vol. 2, p. 5，1970.
- 7) Knapp, R. T. : Wave produced motion of moored ships, Proc. 2nd Conf. on Coastal Eng., pp. 48 - 61，1951.
- 8) Miles, J. and W. Munk : Harbor paradox, Proc. ASCE, vol. 87, WW 3, pp. 111 - 130, Aug., 1961.
- 9) Wilson, B. W. : Origin and effects of long period waves in ports, 19th International Navigation Congress, Communication 1, Sect. II, July, 1957.
- 10) Wilson, B. W. : Generation of long period seiches in Table bay, Cape Town, by barometric oscillations, Trans. A. G. U., vol. 35, No. 5, pp. 733 - 746, Oct., 1954.
- 11) Wilson, B. W. : Ship response to range action in harbor basins, Trans. ASCE, vol. 116, pp. 1129 - 1157，1951.
- 12) Wilson, B. W. : Research and model studies on range action in Table bay harbour, Cape Town, Trans. S. A. Inst. of Civ. Eng., vol. 1, No. 6 and No. 7, June, July, 1959, vol. 2, No. 5, May, 1960.
- 13) Valembois, J. : Etude de l'action d'ouvrages resonants sur la propagation de la houle, Minnesota International Hydraulic Convention, pp. 193 - 199, Sep., 1953.
- 14) 宇野木早苗：港湾のセイシュと長周期波について，第6回海岸工学講演会講演集，pp. 1 - 11，1959.
- 15) 前出の6)，p. 7
- 16) LeMéhauté, B. : Periodical gravity wave on a discontinuity, Proc. ASCE, vol. 86, HY 9, pp. 11 - 41, Nov., 1960.

- 17) LeMéhauté, B. : Theory of wave agitation in a harbor, Proc. ASCE, vol.87, HY 2, pp.31 - 50, March, 1961.
- 18) 岩垣雄一・上屋義人・坂井順行：海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(2)——底面摩擦力の測定について——，第11回海岸工学講演会講演集，pp.62 - 68，1964.
- 19) たとえば，Ippen, A.T. : Estuary and coastline hydraulics, McGraw - Hill, Chap. 7, p.302, 1966.
- 20) 樋口明生・吉田幸三：名古屋港の水位変動の特性について，第9回海岸工学講演会講演集，pp. 34 - 37，1962.
- 21) 堀川清司・西村仁嗣：津波防波堤の効果について，第16回海岸工学講演会講演集，pp.365 - 369，1969.



## 第 7 章 結 論

本論文は、複雑な形状の港湾に関する湾水振動の問題を解明するための基礎研究として、一定水深の長方形港湾を取りあげ、1次元的な港湾モデルによって湾水振動の特性を理論的かつ実験的に研究し、系統的な解明を試みたもので、得られた主要な研究成果を要約して、本論文の結論としたい。

まず、第1章においては、わが国の海岸の概要を述べ、港湾および自然地形の湾に対する利用計画の増大に伴って、湾水振動が生じやすく災害に直結する危険性があることを指摘し、湾水振動の災害例を通して、長周期波による湾水振動の解明の必要性を強調するとともに、従来の研究が必ずしも十分でないことを述べて、本研究の目的および研究方針の概要を示した。

第2章においては、湾水振動を誘起させる長周期波の発生原因について述べたあと、それらの長周期波による湾水の応答振動特性について検討した。すなわち、まず湾水の振動機構を取りあげて論じたが、湾口から侵入する波による強制振動が湾水の共振に寄与することを示し、湾水振動で最も重要な共振時の特性である港湾の固有周期および波高増幅率を規定するものとして、港湾の大きさや水深のほかに流体振動系の減衰要素が重要であることを指摘した。つづいて、従来の研究を概説し、問題点として現状では減衰要素の評価について確立された理論がないことを述べ、最も単純化された場合として1次元モデルによる湾水振動の解明が急務であることを強調して、本研究の方向を明らかにした。さらに、不規則波における湾水の応答振動の基礎資料を得るための第1段階として、従来行われていなかった合成波による応答振動特性を調べ、規則波を用いた研究では説明しえない成分波の非線形相互干渉が、応答振動特性に重要な役割を果たすこと、規則波であっても共振時に2倍周波数成分波が卓越すること、など非線形効果が無視できないことが見出された。また、湾水の応答振動に及ぼす外海幅の影響を調べ、外海幅に比べて波長が大きい場合には、湾水の応答振動に及ぼす外海幅の影響は小さいが、波長が小さくなるとその影響が大きくなることを明らかにした。

従来、湾水振動について確立された理論がない現状では、共振周期および共振時の波高増幅率を推算するには実験的に求めるしか方法がない。工学的見地に立てば、湾水振動といっても、特に港湾内で生じる共振時の波の挙動が重要であるので、第3章においては、共振時における港湾内波浪の特性を究明するために、港湾幅 $b$ と外海に相当する水槽幅 $B$ との比( $b/B$ )が極端に異なる2つの場合について、波高、水平水粒子速度および防波堤開口部に生じる渦の特性を実験的に調べた。まず、従来の理論から得られる応答振動曲線は全般的に実験結果と合わないことを指摘し、ついで共振時特性は $b/B$ によって変化することを明らかにした。すなわち、港湾幅が大きい $b/B = 0.94$ の場合には、共振の基本モードでは、湾水全体が昇降する *pumping* 現象を起し、第2次モードは、湾口でも節に近い状態とならないで、むしろ閉領域の基本モードに似た振動モードが生じること、このような場合の共振周期に相当する共振湾長は、LeMéhauté の理論からほぼ推定できるが、波高増幅率について

は、その理論では説明しえないことを示した。一方、港湾幅が小さい $b/B = 0.2$ の場合には、共振時に湾口部で節に近い状態となるが、湾口補正が必要であること、この場合の共振湾長は、比較的長周期の波のとき Miles—Munk, Ippen—Goda の理論から推定できるが、周期が短くなると困難となることを明らかにした。ついで、防波堤開口幅を閉じるにつれて共振時の波高増幅率が増大するという、いわゆる *harbor paradox* について検討した結果、港湾幅が小さい場合には、その *paradox* は全く成立しないが、港湾幅が大きくなると、それが成立する可能性があることを示唆した。次に、入射波高の変化に伴う共振時の波高増幅率の変化を調べ、このような非線形効果は、港湾幅が小さくなって波高増幅率が大きい場合には無視しえないが、波高増幅率が概して大きくならない港湾幅がかなり大きい場合には、入射波高の影響は大きくないことを明らかにした。ついで、共振時の港湾内の波高分布および水平水粒子速度分布を詳細に調べた結果、入射波が微小振幅波理論で与えられるような波であっても、共振時には有限振幅の取り扱いをしなければならない波となること、開口幅が小さい場合には、港湾内外の水位差による流れが支配的となり、開口幅が大きくなると波のもつ水平水粒子速度成分が支配的になることを示した。さらに、共振時において開口部に生じる渦の挙動を調べた結果、開口幅が小さい場合には、港湾内外で鮮明な渦対が生じ、湾奥部へ向うにつれて渦対は合流して大きな乱れを伴うが、開口幅が大きくなると渦は防波堤の突端のみに発生し、渦の生存時間も短くなることを見出した。

第4章においては、共振周期および波高増幅率など湾水振動の共振特性を規定する減衰要素、すなわち内部粘性、境界摩擦および開口部で発生する渦や乱れによる波のエネルギー逸散を含む防波堤開口部から湾外へ逸散する波のエネルギーの諸量が、湾水振動にどのような割合で貢献しているかを究明したものである。まず、内部粘性の効果は無視できること、境界摩擦の効果は進行波については、ほとんど無視できるが、共振時にみられる重複波については、検討を要することがわかった。すなわち、Keulegan の層流境界層理論による波高減衰式を実験結果と比較検討する一方、乱流境界層を仮定した波高減衰式を導き、計算図表を作成するとともに、さらに、摩擦係数  $f$  の値を実験より求め、 $f = 0.04 \sim 0.12$  程度であることを見出した。ついで、共振時に外海からの波のエネルギーの供給が断たれると、境界摩擦および防波堤開口部における渦や乱れによる波のエネルギー逸散を含む開口部から湾外への波のエネルギーの逸散によって港湾内の波高は減衰するが、共振の2つの振動モードについて波高減衰特性を調べた結果、まず基本モードの場合には波高減衰が第2次モードに比べて著しく、かつ港湾幅が小さく開口幅が大きくなるほど波高減衰は顕著となるのに対し、第2次モードでは、逆に開口幅が大きくなるとかえって波高が減衰しにくくなることを見出された。

以上のような波高減衰特性をもとにして、境界摩擦および開口部から湾外へ逸散する波のエネルギーが湾水振動に寄与する比率を共振時について求め、港湾幅が小さい場合は境界摩擦の効果も考慮すべきであるが、港湾幅が大きくなるにつれて、共振特性を規定する減衰要素は、開口部から湾外へ逸散する波のエネルギーが支配的となることを明らかにした。

第5章においては、防波堤開口部で逸散する波のエネルギーを定量的に把握するため、外海から港湾内へ波が侵入する場合にみられる急縮断面、港湾内の波が外海へ向う場合にみられる急拡断面の2つの場合について、水路幅および開口幅をいろいろと変化させ、系統的に渦や乱れによる波のエネルギー逸散量を求めようとした。急変断面における波のエネルギー逸散量は、透過率および反射率から間接的に求められるが、まず急縮断面に関する透過率および反射率について詳細な検討を行った。その結果、透過率については新しく実験式を提案し、同種のLeMéhautéの実験式よりも精度が高いことを実証した。反射率については、LeMéhautéの理論と比較したが、実験値よりも大きすぎることであり、波のエネルギー逸散を考慮する必要があることを指摘した。以上の実験結果を用いて断面急縮部における波のエネルギー逸散量を求めた結果、港湾幅と水槽幅との比( $b/B$ )には影響されないで、開口比( $c/b$ )に依存しており、防波堤がない場合でも入射波のエネルギーの20～30%程度が湾口で逸散し、開口幅を小さくした $c/b = 0.2$ の場合には、入射波のエネルギーの最大50%程度が開口部で逸散することを明らかにした。

次に、急拡断面に関する透過率および反射率について検討した。まず、透過率については実験式を導き、LeMéhautéの式と比較して精度がよいことを示し、ついで反射率については、急拡の程度によってその特性が大きく異なり、水槽幅に対し港湾幅がある程度小さくなると、湾奥から湾口へ向って進む波の湾口部での反射率は防波堤の長短よりも、むしろ急拡の度合いに支配され、開口幅が大きくなると、かえって反射率が大きくなるという*paradox*的な現象が生じることを明らかにした。しかし、急拡の程度が小さい場合には、開口幅が大きくなるにつれて当然反射率は小さくなることも示した。透過率および反射率から断面急拡部における波のエネルギー逸散量を求めた結果、急拡の程度が大きく、しかも開口幅が小さくなるほど、その逸散量は大きくなり、たとえば $b/B = 0.1$ で $c/b = 0.2$ の場合には、湾奥から湾口へ向う波のエネルギーの90%が開口部で逸散し、防波堤がない $c/b = 1.0$ の場合でも急拡することによって30%程度のエネルギーが湾口で逸散することを明らかにした。また、断面急拡における反射波の位相を調べ、開口部近傍の水理特性を明らかにするうえで、波の位相変化が無視できないことを指摘した。

第6章においては、以上で明らかになった防波堤開口部における波のエネルギー逸散を考慮した湾水振動理論を導き、その解の特性をもとに湾水振動の制御という立場から、防波堤の影響および港湾内の境界面の影響について詳細な検討を行った。すなわち、まず波のエネルギー逸散を考慮して導いた理論と実験結果を比較し、その理論解の妥当性を実証するとともに、本理論の適用限界は、 $b/B \geq 0.2$ であることを示した。ついで湾水振動を抑制する方策として防波堤の影響を調べた結果、開口幅と共振湾長との関係には、港湾幅が小さく開口幅が大きくなるほど共振湾長は長くなり、防波堤がない場合が最も長いことを明らかにした。開口幅と波高増幅率との関係については、従来の*harbor paradox*を検討し、その矛盾および可能性について明確にしたが、ほとんどの場合、開口幅を小さくすることによって湾奥の波高を減少させることができ、港湾幅の20%程度に開口幅を小さくすれば

港湾幅の大きさにかかわらず最大波高を入射波高の2.4倍程度に抑制しうることを、防波堤がなくとも共振現象が生じている港湾であっても、港湾幅の20%程度に開口幅を小さくすると、入射波高の2倍程度に湾奥波高を減少せしめうることを明らかにした。さらに、本理論を用いると、湾奥で最小波高が生じるような湾長を容易に求めることができ、あらかじめ外海から来襲する波の卓越周期がわかっているような場合、湾内に新しく港湾を建設したり、防波堤を設置するときには、長周期波に最も有利なように位置決定が可能となり、この場合の湾奥で生じる波高は、重複波高以下に小さくできることを明らかにした。ついで、港湾内の境界面を消波構造にすることによって反射率を低減させたり、あるいは境界摩擦を増大させることなどによる湾水振動の制御を検討した。その結果、まず湾奥の反射率については、港湾幅が小さい場合に、開口幅が大きくなると反射率を低減させたことによる湾奥の最大波高減少効果は人きくなるが、開口幅が小さい場合にはその効果は少ないこと、港湾幅が大きくなると、湾奥の最大波高自体がたいして大きくないので、反射率を低減させることは、開口幅を変化させることと同等の効果があることを明らかにした。なお、境界摩擦を大きくして湾水振動を抑制する方法は、反射率を低減させる場合と同様な効果があるが、港湾幅がかなり小さい場合にのみ有効であることを指摘した。

以上、本論文では、一定水深で1次元的な取り扱いができるような、最も単純な法線形状の長方形港湾モデルによる湾水振動を取りあげて系統的な基礎研究を実施し、新しい多くの知見が得られたが、実際の複雑な形状の港湾に応用するには、なお残された問題も少なくなく、さらに研究を進める必要があろう。これらの研究成果が港湾の計画・設計および津波などの長周期波による海岸災害の防止軽減に資するところがあれば、著者の望外の喜びとするものである。

最後に、本研究の全過程にわたって終始一貫して暖かい御指導を賜った京都大学工学部岩垣雄一教授に深甚な謝意を表明するとともに、本研究の端緒を与えられ御教示、御激励をいただいた京都大学防災研究所上屋義人教授、さらに、海岸工学を指向して以来、変わらぬ御教示、御鞭撻をいただいている徳島大学工学部三井宏教授に深く感謝する次第である。また、著者が京都大学に在職中、しばしば御討議をいただいた京都大学工学部酒井哲郎助教授、木村晃助手に謝意を表明するとともに、本論文作成にあたり御助力いただいた京都大学工学部海岸工学研究室の諸氏ならびに徳島大学工学部越智裕助手、同大学院学生島田富美男氏をはじめとする同工学部学生諸氏に深く感謝する次第である。

正 誤 表

頁	行	誤	正
2	図- 1. 2	種々の湾	種々の湾
6	参考文献 8)	Janu. ,	Jan. ,
9	式 ( 2. 2. 6 )	$= \frac{1}{gh} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \dots\dots$	$= \frac{1}{gh} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \dots\dots$
10	上から 7	Kravtchenoko-McNown	Kravtchenko-McNown
15	式 ( 2. 2. 20 )	$\frac{R_R^2}{R_R} =$	$\frac{R_R^2}{R^2} =$
16	図- 2. 2. 5	$L_b$	削除
28	上から 4	水槽幅の $\frac{1}{2}b$ で割った	水槽幅の半分である $b$ で割った
29	上から 4	LeMehaute	LeMé'haute'
30	参考文献 8)	Coatal	Coastal
	" 13)	M. L. T. ,	M. I. T. ,
31	" 18)	Rroc. 12th	Proc. 12th
	" 28)	west coast	West Coast
	" 29)	Coasted Eng. ,	Coastal Eng. ,
32	" 33)	pp.191-213. March ,	pp.191-213. March
40	図- 3. 4. 1	(5) Run No. <u>2-5</u>	(5) Run No. 4-1
		(6) Run No. <u>2-6</u>	(6) Run No. 4-2
42	図- 3. 4. 3	$R$	$R_R$
	上から 6	( $R=1$ )	( $R_R=1$ )
45	図- 3. 4. 6 (2)	Ushorer ward (cm/sec)	Ushore ward (cm/sec)
57	図- 4. 3. 1	$\frac{H}{H_1}$	$\frac{H}{H_i}$
61	図- 4. 3. 4 (1)	Keulegans theory	Keulegan's theory

頁	行	誤	正
64	図-4.4.2(1)	t sec	t(sec)
72	上から 16	実験式を提案するとともに,	実験式を提案するとともに,
75	上から 8	場合は, 図-5.2.1(2)に	場合は, 図-5.2.1(2)に
76	下から 8	式(2.2.36)	式(2.2.39)
	下から 4	全透過エネルギー $-bW$	全透過エネルギー $-bW_T$
78	図-5.3.3	縦軸 0, 0.5, 1.0, 0.5, 2.0	縦軸 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0
80	下から 12	$(c/b = 1)$ の場合をみる	$(c/b = 1)$ 場合をみる
84	図-5.3.11(1)	$b/B = 1.0$	$b/B = 0.1$
	図-5.3.11(2)	$b/B = 0.1$	$b/B = 1.0$
85	下から 4	$b/B = 1$	$b/B = 0.1$
	下から 3	$(c/b = 1)$ の場合でも,	$(c/b = 1)$ 場合でも,
90	下から 2	港湾内に侵入する	港湾内に侵入する
	下から 1	振幅を低減させる	振幅を低減させる
91	上から 12	降棚セイシユ	降棚セイシユ
93	式(6.2.6.b)	$-\beta_1 \cos \hat{\beta}_1 = \frac{b}{B} \alpha_1 \cos \alpha_1$	$-\beta_1 \sin \hat{\beta}_1 = \frac{b}{B} \alpha_1 \sin \alpha_1$
97	式(6.2.24)	$\bar{\beta}_1 = \bar{\beta}_3 = \bar{\beta}_4 = \dots = \bar{\beta}_n$	$\bar{\beta}_2 = \bar{\beta}_3 = \bar{\beta}_4 = \dots = \bar{\beta}_n$
98	下から 12	式中の $\beta_2$ および $\beta_2$ を満足	式中の $\beta_2$ および $\hat{\beta}_2$ を満足
99	式-6.2.1	Run No. 1 の $b$ の 50	20
		Run No. 2 の $b$ の 50	30
105	上から 2	現象 <sup>20), 21)</sup> については,	現象 <sup>21), 20)</sup> については,
112	上から 13	場面が最大とはなるが,	場合が最大となるが,
114	参考文献 21)		削除